Современный
Гуманитарный
Университет

Дистанционное образование

0619.08.03;1

Рабочий учебник

Фамилия, имя, отчество _____

Факультет _____

Номер контракта _____

ФИЗИКА

ЮНИТА 8

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Москва 2002

Разработано Л.А. Вагановой

Рекомендовано Министерством образования Российской Федерации в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений

КУРС: ФИЗИКА

Юнита 1. Механика.
Юнита 2. Основы молекулярной физики и термодинамики.
Юнита 3. Электричество и электромагнетизм.
Юнита 4. Колебания и волны.
Юнита 5. Оптика.
Юнита 6. Основы квантовой механики и атомной физики.
Юнита 7. Элементы квантовых статистик и квантовой физики твердого тела.
Юнита 8. Физика атомного ядра и элементарных частиц.

ЮНИТА 8

Излагаются элементы физики атомного ядра. Представлены результаты исследований атомного состава Вселенной, Земли, живых существ.

Рассматриваются модели атомного ядра, типы ядерных превращений, современная классификация элементарных частиц.

Приведены краткие описания технических устройств и физических экспериментов.

Для студентов Современного Гуманитарного Университета

Юнита соответствует профессиональной образовательной программе № 3

© СОВРЕМЕННЫЙ ГУМАНИТАРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, 2002

ОГЛАВЛЕНИЕ

ДИДАКТИЧЕСКИЙ ПЛАН 5
ЛИТЕРАТУРА 6
ПЕРЕЧЕНЬ УМЕНИЙ 7
ТЕМАТИЧЕСКИЙ ОБЗОР 8
Глава 1. Введение в физику атомного ядра 8
§ 1. Радиоактивность. Альфа, бета, гамма-излучения 8
§ 2. Изотопы 9
§ 3. Методы регистрации ионизирующих излучений и частиц 11
3.1. Сцинтилляционный счетчик 11
3.2. Черенковский счетчик 12
3.3. Импульсная ионизационная камера 12
3.4. Газоразрядный счетчик 13
3.5. Полупроводниковый счетчик 14
3.6. Камера Вильсона 14
3.7. Диффузионная камера 15
3.8. Пузырьковая камера 15
3.9. Ядерные фотоэмульсии 15
3.10 Искровые камеры 16
§ 4. Биологическое воздействие излучения 16
§ 5. Происхождение элементов 18
§ 6. Химический состав живых организмов 20
§ 7. Космическое излучение 21
Глава 2. Характеристики и модели атомного ядра 23
§ 8. Размер, состав и заряд атомного ядра. Массовое и зарядовое числа 23
§ 9. Масса и энергия связи ядра 25
§ 10. Спин ядра и его магнитный момент 27
§ 11. Модели атомного ядра 29
11.1. Капельная модель ядра 30
11.2. Оболочечная модель ядра 30
Глава 3. Ядерные превращения 31
§ 12. Радиоактивный распад и радиоактивные превращения 31
12.1. α-распад 33
12.2. β^--распад 35
12.3. γ-излучение 38
§ 13. Резонансное поглощение γ-излучения 41
§ 14. Ядерные реакции 44
14.1. Ядерные реакции под действием нейтронов 46

14.2. Реакция деления ядра 48
14.3. Цепная реакция деления 50
§ 15. Искусственная радиоактивность 52
§ 16. Термоядерные реакции 55
§ 17. Ядерная энергия. Ядерная энергетика 58
§ 18. Ядерное оружие 62
Глава 4. Элементарные частицы и их свойства 63
§ 19. Уровень элементарных частиц 63
§ 20. Общие свойства элементарных частиц 66
20.1. Масса 67
20.2. Среднее время жизни 67
20.3. Спин 67
20.4. Электрический заряд 68
20.5. Вектор собственного магнитного момента 68
§ 21. Античастицы, аннигиляция 69
§ 22. Взаимопревращения элементарных частиц 75
§ 23. Фундаментальные взаимодействия 81
§ 24. Лептоны 83
§ 25. Адроны 85
§ 26. Классификация элементарных частиц 89
§ 27. Кварки 91
§ 28. Переносчики фундаментальных взаимодействий 93
ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ 100
ТРЕНИНГ УМЕНИЙ 102
ГЛОССАРИЙ*

* Глоссарий расположен в середине учебного пособия и предназначен для самостоятельного заучивания новых понятий.

ДИДАКТИЧЕСКИЙ ПЛАН

Введение в физику атомного ядра. Радиоактивность. Альфа-, бета-, гамма-излучения. Изотопы. Методы регистрации ионизирующих излучений. Биологическое воздействие излучения. Происхождение элементов. Химический состав живых организмов. Космическое излучение.

Характеристики и модели атомного ядра. Размер, состав и заряд ядра атома. Массовое и зарядовое числа. Масса и энергия связи ядра. Спин ядра и его магнитный момент. Модели атомного ядра.

Ядерные превращения. Радиоактивный распад и радиоактивные превращения. Резонансное поглощение гамма-излучения. Ядерные реакции. Искусственная радиоактивность. Термоядерные реакции. Ядерная энергия. Ядерная энергетика. Ядерное оружие.

Элементарные частицы и их свойства. Уровень элементарных частиц. Общие свойства элементарных частиц: среднее время жизни, масса, спин, заряд, вектор собственного магнитного момента. Античастицы, аннигиляция. Взаимопревращения элементарных частиц. Фундаментальные взаимодействия. Лептоны. Адроны. Классификация элементарных частиц. Кварки. Переносчики фундаментальных взаимодействий.

ЛИТЕРАТУРА

Базовая

1. Трофимова Т.И. Курс физики. М.: Высшая школа, 2000.
2. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. М.: Высшая школа, 2000.

Дополнительная

3. Бабаджан Е.И., Гервидс В.И., Дубовик В.М., Нерсесов Э.А. Сборник качественных вопросов и задач по общей физике. М.: Наука, 1990.
4. Савельев И.В. Курс общей физики. Кн. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. М.: Наука, 1998.
5. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.5. Ч.2. Физика атомного ядра и элементарных частиц. М. Наука, 1999.
6. Стрелков С.П., Сивухин Д.В., Угаров В.А., Яковлев И.А. Сборник задач по общему курсу физики. Т.6. Квантовая физика. М.: Наука, 1999.

ПЕРЕЧЕНЬ УМЕНИЙ

№ п/п	Умение	Алгоритм
1	Проанализировать последовательную цепочку распадов	1. Найти разность массовых чисел начального и конечного ядер. 2. Найти число α-распадов n_α, разделив разность массовых чисел начального и конечного ядер на четыре. 3. Найти разность зарядовых чисел начального и конечного ядер $Z_1 - Z_2$. 3. Найти число β-распадов n_β, учитывая, что при α-распаде заряд ядра уменьшается на две единицы, а при β-распаде увеличивается на единицу $n_\beta = 2\,n_\alpha - (Z_1 - Z_2)$
2	Решить задачу на закон радиоактивного распада	1. Записать закон радиоактивного распада. 2. Подставить известные числовые данные, учитывая, что $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = 0,693/\lambda$. 3. Выразить неизвестную величину и произвести вычисления.
3	Проанализировать ядерную реакцию и записать ее в явном виде	1. По условию задачи записать реакцию. Вместо неизвестного участника реакции записать ${}^{m}_{n}\mathrm{X}$. 2. Подсчитать m по закону сохранения массового числа и n по закону сохранения электрического заряда, учитывая знаки, поставленные в реакции. 3. Записать реакцию в явном виде. 4. Повторить п. 1-3 для всех реакций
4	Определить характеристики атомного ядра	1. Определить количество протонов и нейтронов в ядре. 2. Вычислить дефект массы в а.е.м. 3. Вычислить дефект массы в кг. 4. Вычислить энергию связи ядра.
5	Проанализировать энергетический выход ядерной реакции	1. Вычислить дефект массы исходных ядер. 2. Вычислить дефект массы ядер, получившихся в результате ядерной реакции. 3. Найти изменение дефекта массы. 4. Подсчитать энергию.

ГЛАВА 1. ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ АТОМНОГО ЯДРА

§ 1. Радиоактивность. Альфа-, бета-, гамма-излучения

Французский физик А. Беккерель (1852—1908) в 1896 г. при изучении люминесценции солей урана случайно обнаружил самопроизвольное испускание ими излучения неизвестной природы, которое действовало на фотопластинку, ионизировало воздух, проникало сквозь тонкие металлические пластинки, вызывало люминесценцию ряда веществ. Продолжая исследование этого явления, французские ученые супруги Кюри — Мария (1867—1934) и Пьер (1859—1906) — обнаружили, что беккерелевское излучение свойственно не только урану, но и многим другим тяжелым элементам, таким, как торий и актиний. Они показали также, что урановая смоляная обманка (руда, из которой добывается металлический уран) испускает излучение, интенсивность которого во много раз превышает интенсивность излучения урана. Таким образом, удалось выделить два новых элемента — носителя беккерелевского излучения: полоний $^{210}_{84}\mathrm{Po}$ и радий $^{226}_{88}\mathrm{Ra}$.

Обнаруженное излучение было названо радиоактивным излучением, а само явление — испускание радиоактивного излучения — радиоактивностью.

Дальнейшие опыты показали, что на характер радиоактивного излучения препарата не оказывают влияния вид химического соединения, агрегатное состояние, механическое давление, температура, электрические и магнитные поля, т. е. все те воздействия, которые могли бы привести к изменению состояния электронной оболочки атома. Следовательно, радиоактивные свойства элемента обусловлены лишь структурой его ядра.

В настоящее время под **радиоактивностью** понимают способность некоторых атомных ядер самопроизвольно (спонтанно) превращаться в другие ядра с испусканием различных видов радиоактивных излучений и элементарных частиц. **Элементарной частицей** называется микрообъект, который невозможно расщепить на составные части. Радиоактивность подразделяется на естественную (наблюдается у неустойчивых изотопов, существующих в природе) и искусственную (наблюдается у изотопов, полученных посредством ядерных реакций). Принципиального различия между этими двумя типами радиоактивности нет, так как законы радиоактивного превращения в обоих случаях одинаковы.

Радиоактивное излучение бывает трех типов: α-, β- и γ-излучение.

* Жирным шрифтом выделены новые понятия, которые необходимо усвоить. Знание этих понятий будет проверяться при тестировании.

Подробное их исследование позволило выяснить их природу и основные свойства.

α-излучение отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает высокой ионизирующей способностью и малой проникающей способностью (например, поглощается слоем алюминия толщиной примерно 0,05 мм). α-излучение представляет собой поток ядер гелия; заряд α-частицы равен $+2e$, а масса совпадает с массой ядра изотопа гелия $^4_2\mathrm{He}$. По отклонению α-частиц в электрическом и магнитном полях был определен их удельный заряд Q/m_α, значение которого подтвердило правильность представлений об их природе.

β-излучение отклоняется электрическим и магнитным полями; его ионизирующая способность значительно меньше (примерно на два порядка), а проникающая способность гораздо больше (поглощается слоем алюминия толщиной примерно 2 мм), чем у α-частиц. β-излучение представляет собой поток быстрых электронов (это вытекает из определения их удельного заряда).

Поглощение потока электронов с одинаковыми скоростями в однородном веществе подчиняется экспоненциальному закону $N = N_0 e^{-\mu x}$, где N_0 и N — число электронов на входе и выходе слоя вещества толщиной x, μ — коэффициент поглощения. β-излучение сильно рассеивается в веществе, поэтому μ зависит не только от вещества, но и от размеров и формы тел, на которые β-излучение падает.

γ-излучение не отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает относительно слабой ионизирующей способностью и очень большой проникающей способностью (например, проходит через слой свинца толщиной 5 см), при прохождении через кристаллы обнаруживает дифракцию. γ-излучение представляет собой коротковолновое электромагнитное излучение с чрезвычайно малой длиной волны $\lambda < 10^{-10}$ м и вследствие этого — ярко выраженными корпускулярными свойствами, т. е. является потоком частиц — γ-квантов (фотонов).

§ 2. Изотопы

В результате наблюдения огромного числа радиоактивных превращений постепенно выяснилось, что существуют вещества, имеющие совершенно

различные радиоактивные свойства (т. е. распадающиеся разными способами), но совершенно тождественные по своим химическим свойствам. Их никак не удавалось разделить всеми известными химическими способами. На этом основании английский физик Ф. Содди (1877—1956) в 1911 г. высказал предположение о возможности существования элементов с одинаковыми химическими свойствами, но различающихся в других отношениях, в частности своей радиоактивностью. Эти элементы нужно помещать в одну и ту же клетку периодической системы Менделеева [Д. И. Менделеев — русский ученый (1834—1907)]. Содди назвал их изотопами (т. е. занимающими одинаковые места).

Предположение Содди получило блестящее подтверждение и глубокое толкование год спустя, когда английский физик Дж. Дж. Томсон (1856—1940) предпринял точные измерения массы ионов неона методом отклонения их в электрических и магнитных полях. Томсон обнаружил, что неон представляет собой смесь двух сортов атомов. Большая часть их имеет относительную массу, равную 20. Но имеется незначительная добавка атомов с относительной атомной массой 22. В результате относительная атомная масса смеси равна 20,2. Атомы, обладающие одними и теми же химическими свойствами, различались массой. Оба сорта неона, естественно, занимают одно и то же место в таблице Менделеева и, следовательно, являются изотопами. Таким образом, изотопы могут отличаться не только своими радиоактивными свойствами, но и массой. Именно последнее обстоятельство и оказалось главным. У изотопов заряды атомных ядер, которые определяют число электронов в оболочке и, следовательно, химические свойства атомов, одинаковы. Но массы ядер различны. Причем ядра могут быть как радиоактивными, так и стабильными. Различие свойств радиоактивных изотопов связано с тем, что их ядра имеют различную массу.

В настоящее время установлено существование изотопов у всех химических элементов, но только не все элементы имеют стабильные изотопы. Изотопы есть у самого тяжелого из существующих в природе элементов — урана (относительные атомные массы 238, 235 и др.) и у самого легкого — водорода (относительные массы 1, 2, 3).

Существование изотопов доказывает, что заряд атомного ядра и, следовательно, строение электронной оболочки определяют не все свойства атомов, а лишь его химические свойства и те физические свойства, которые зависят от периферии электронной оболочки, например размеры. Масса же атома и его радиоактивные свойства не определяются порядковым номером в таблице Менделеева.

Существенно, что при точном измерении относительных атомных масс изотопов выяснилось, что они близки к целым числам. Сильное отклонение относительных атомных масс некоторых химических элементов от целых чисел

(атомная масса хлора, например, равна 35,5) объясняется тем, что в естественном состоянии химически чистое вещество представляет собой смесь изотопов в различных пропорциях. Целочисленность (приближенная) относительных атомных масс изотопов очень важна для выяснения строения атомного ядра.

§ 3. Методы регистрации ионизирующих излучений и частиц

Практически все методы наблюдения и регистрации радиоактивных излучений (α, β, γ) и частиц основаны на их способности производить ионизацию и возбуждение атомов среды. Заряженные частицы вызывают эти процессы непосредственно, а γ-кванты и нейтроны обнаруживаются по ионизации, вызываемой возникающими в результате их взаимодействия с электронами и ядрами атомов среды быстрыми заряженными частицами. Вторичные эффекты, сопровождающие рассмотренные процессы, такие, как вспышка света, электрический ток, потемнение фотопластинки, позволяют регистрировать пролетающие частицы, считать их, отличать друг от друга и измерять их энергию.

Приборы, применяемые для регистрации радиоактивных излучений и частиц, делятся на две группы:

1) позволяющие регистрировать прохождение частицы через определенный участок пространства и в некоторых случаях определять ее характеристики, например энергию (сцинтилляционный счетчик, черенковский счетчик, импульсная ионизационная камера, газоразрядный счетчик, полупроводниковый счетчик);

2) позволяющие наблюдать, например фотографировать, следы (треки) частиц в веществе (камера Вильсона, диффузионная камера, пузырьковая камера, ядерные фотоэмульсии).

3.1. Сцинтилляционный счетчик

Наблюдение **сцинтилляции** — вспышек света при попадании быстрых частиц на флуоресцирующий экран — первый метод, позволивший английским физикам У. Круксу (1832—1919) и Э. Резерфорду (1871—1937) на заре ядерной физики (1903) визуально регистрировать α-частицы. Сцинтилляционный счетчик — детектор ядерных частиц, основными элементами которого являются сцинтиллятор (кристаллофосфор) и фотоэлектронный умножитель, позволяющий преобразовывать слабые световые вспышки в электрические импульсы, регистрируемые электронной аппаратурой. Обычно в качестве сцинтилляторов используют кристаллы некоторых неорганических (ZnS для

α-частиц; NaI-Tl, CsI-Tl — для β-частиц и γ-квантов) или органических (антрацен, пластмассы — для γ-квантов) веществ.

Сцинтилляционные счетчики обладают высоким разрешением по времени ($10^{-10} \div 10^{-5}$ с), определяемым родом регистрируемых частиц, сцинтиллятором и разрешающим временем используемой электронной аппаратуры (оно доведено сейчас до $10^{-8} \div 10^{-10}$ с). Для этого типа счетчиков эффективность регистрации — отношение числа зарегистрированных частиц к полному числу частиц, пролетевших в счетчике, примерно 100% для заряженных частиц и 30% для γ-квантов. Так как для многих сцинтилляторов (NaI-Tl, CsI-Tl, антрацен, стильбен) интенсивность световой вспышки в широком интервале энергий пропорциональна энергии первичной частицы, то счетчики на данных сцинтилляторах применяются для измерения энергии регистрируемых частиц.

3.2. Черенковский счетчик

Назначение черенковских счетчиков — это измерение энергии частиц, движущихся в веществе со скоростью, превышающей фазовую скорость света в данной среде, и разделение этих частиц по массам. Зная угол испускания излучения, можно определить скорость частицы, что при известной массе частицы равносильно определению ее энергии. С другой стороны, если масса частицы не известна, то она может быть определена по независимому измерению энергии частицы. Кроме того, при наличии двух пучков частиц с разными скоростями будут различными и углы испускания излучений, по которым можно искомые частицы определить. Для черенковских счетчиков разрешение по скоростям (иными словами, по энергиям) составляет $10^{-3} \div 10^{-5}$. Это позволяет отделять элементарные частицы друг от друга при энергиях порядка 1 ГэВ, когда углы испускания излучения различаются очень мало. Время разрешения счетчиков достигает 10^{-9} с. Счетчики Черенкова устанавливаются на космических кораблях для исследования космического излучения.

3.3. Импульсная ионизационная камера

Импульсная ионизационная камера — это детектор частиц, действие которого основано на способности заряженных частиц вызывать ионизацию газа. Ионизационная камера представляет собой заполненный газом электрический конденсатор, к электродам которого подается постоянное напряжение. Регистрируемая частица, попадая в пространство между электродами, ионизует газ. Напряжение подбирается так, чтобы все образовавшиеся ионы, с одной стороны, доходили до электродов, не успев рекомбинировать, а с другой — не разгонялись настолько сильно, чтобы

производить вторичную ионизацию. Следовательно, в ионизационной камере на ее электродах непосредственно собираются ионы, возникшие под действием заряженных частиц. Ионизационные камеры бывают двух типов: интегрирующие (в них измеряется суммарный ионизационный ток) и импульсные, являющиеся, по существу, счетчиками (в них регистрируется прохождение одиночной частицы и измеряется ее энергия, правда, с довольно низкой точностью, обусловленной малостью выходного импульса).

3.4. Газоразрядный счетчик

Газоразрядный счетчик обычно выполняется в виде наполненного газом металлического цилиндра (катод) с тонкой проволокой (анод), натянутой по его оси. Хотя газоразрядные счетчики по конструкции похожи на ионизационную камеру, однако в них основную роль играет вторичная ионизация, обусловленная столкновениями первичных ионов с атомами и молекулами газа и стенок. Можно говорить о двух типах газоразрядных счетчиков: пропорциональных (в них газовый разряд несамостоятельный, т. е. гаснет при прекращении действия внешнего ионизатора) и счетчиках Гейгера—Мюллера [Х. Гейгер (1882—1945), Э. Мюллер (1911—1977) — немецкие физики] (в них разряд самостоятельный, т. е. поддерживается после прекращения действия внешнего ионизатора).

В пропорциональных счетчиках рабочее напряжение выбирается так, чтобы они работали в области вольт-амперной характеристики, соответствующей несамостоятельному разряду, в которой выходной импульс пропорционален первичной ионизации, т. е. энергии, влетевшей в счетчик частицы. Поэтому они не только регистрируют частицу, но и измеряют ее энергию. В пропорциональных счетчиках импульсы, вызываемые отдельными частицами, усиливаются в $10^3 \div 10^4$ раз (иногда и в 10^6 раз).

Счетчик Гейгера—Мюллера по конструкции и принципу действия существенно не отличается от пропорционального счетчика, но работает в области вольт-амперной характеристики, соответствующей самостоятельному разряду, когда выходной импульс не зависит от первичной ионизации. Счетчики Гейгера—Мюллера регистрируют частицу без измерения ее энергии. Коэффициент усиления этих счетчиков составляет 10^8. Для регистрации раздельных импульсов возникший разряд следует гасить. Для этого, например, последовательно с нитью включается такое сопротивление, чтобы возникший в счетчике разряд вызывал на сопротивлении падение напряжения, достаточное для прерывания разряда. Временное разрешение счетчиков Гейгера—Мюллера составляет $10^{-3} \div 10^{-7}$ с. Для газоразрядных счетчиков эффективность регистрации равна примерно 100% для заряженных частиц и примерно 5% для γ-квантов.

3.5. Полупроводниковый счетчик

Полупроводниковый счетчик — это детектор частиц, основным элементом которого является полупроводниковый диод. Время разрешения составляет примерно 10^{-9} с. Полупроводниковые счетчики обладают высокой надежностью, могут работать в магнитных полях. Малая толщина рабочей области (порядка сотни микрометров) полупроводниковых счетчиков не позволяет применять их для измерения высокоэнергетических частиц.

3.6. Камера Вильсона

Камера Вильсона [Ч. Вильсон (1869—1959) — английский физик] (1912) — это старейший и на протяжении многих десятилетий (вплоть до 50—60-х годов) единственный тип трекового детектора. Выполняется обычно в виде стеклянного цилиндра с плотно прилегающим поршнем. Цилиндр наполняется нейтральным газом (обычно гелием или аргоном), насыщенным парами воды или спирта. При резком, т. е. адиабатическом, расширении газа пар становится пересыщенным и на траекториях частиц, пролетевших через камеру, образуются треки из тумана. Образовавшиеся треки для воспроизводства их пространственного расположения фотографируются стереоскопически, т. е. под разными углами. По характеру и геометрии треков можно судить о типе прошедших через камеру частиц (например, α-частица оставляет сплошной жирный след, β-частица — тонкий), об энергии частиц (по величине пробега), о плотности ионизации (по количеству капель на единицу длины трека), о количестве участвующих в реакции частиц.

Российский ученый Д. В. Скобельцын (1892—1990) значительно расширил возможности камеры Вильсона, поместив ее в сильное магнитное поле (1927). По искривлению траектории заряженных частиц в магнитном поле, т. е. по кривизне трека, можно судить о знаке заряда, а если известен тип частицы (ее заряд и масса), то по радиусу кривизны трека можно определить энергию и массу частицы даже в том случае, если весь трек в камере не умещается (для реакций при высоких энергиях вплоть до сотен мегаэлектрон-вольт). Недостаток камеры Вильсона — ее малое рабочее время, составляющее примерно 1% от времени, затрачиваемого для подготовки камеры к последующему расширению (выравнивание температуры и давления, рассасывание остатков треков, насыщение паров), а также трудоемкость обработки результатов.

3.7. Диффузионная камера

Диффузионная камера (1936) — это разновидность камеры Вильсона. В ней рабочим веществом также является пересыщенный пар, но состояние пересыщения создается диффузией паров спирта от нагретой (до 10°С) крышки ко дну, охлаждаемому (до —60°С) твердой углекислотой. Вблизи дна возникает слой пересыщенного пара толщиной примерно 5 см, в котором проходящие заряженные частицы создают треки. В отличие от вильсоновской диффузионная камера работает непрерывно. Кроме того, из-за отсутствия поршня в ней могут создаваться давления до 4 МПа, что значительно увеличивает ее эффективный объем.

3.8. Пузырьковая камера

Пузырьковая камера создана в 1952 г. американским физиком Д. Глейзером (р. 1926). В пузырьковой камере рабочим веществом является перегретая (находящаяся под давлением) прозрачная жидкость (жидкие водород, пропан, ксенон). Запускается камера так же, как и камера Вильсона, резким сбросом давления, переводящим жидкость в неустойчивое перегретое состояние. Пролетающая в это время через камеру заряженная частица вызывает резкое вскипание жидкости, и траектория частицы оказывается обозначенной цепочкой пузырьков пара. Так образуется трек, который, как и в камере Вильсона, фотографируется. Пузырьковая камера работает циклами. Размеры пузырьковых камер примерно такие же, как камеры Вильсона (от десятков сантиметров до 2 м), но их эффективный объем на 2—3 порядка больше, так как жидкости гораздо плотнее газов. Это позволяет использовать пузырьковые камеры для исследования длинных цепей рождений и распадов частиц высоких энергий.

3.9. Ядерные фотоэмульсии

Ядерные фотоэмульсии [1927; российский физик Л. В. Мысовский (1888— 1939)] — это простейший трековый детектор заряженных частиц. Прохождение заряженной частицы в эмульсии вызывает ионизацию, приводящую к образованию центров скрытого изображения. После проявления следы заряженных частиц обнаруживаются в виде цепочки зерен металлического серебра. Так как эмульсия — среда более плотная, чем газ или жидкость, используемые в вильсоновской и пузырьковой камерах, то при прочих равных условиях длина трека в эмульсии более короткая. Так, трек длиной 0,05 см в эмульсии эквивалентен треку в 1 м в камере Вильсона. Поэтому фотоэмульсии применяются для изучения реакций, вызываемых

частицами в ускорителях сверхвысоких энергий и в космических лучах. В практике исследований высокоэнергетических частиц используются также так называемые стопы — большое число маркированных фотоэмульсионных пластинок, помещаемых на пути частиц и после проявления промеряемых под микроскопом.

3.10. Искровые камеры

Большое значение начинают играть искровые камеры (1957), использующие преимущества счетчиков (быстрота регистрации) и трековых детекторов (полнота информации о треках). Говоря образно, искровая камера — это набор большого числа очень мелких счетчиков. Поэтому она близка к счетчикам, так как информация в ней выдается немедленно, без последующей обработки, и в то же время обладает свойствами трекового детектора, так как по действию многих счетчиков можно установить треки частиц.

§ 4. Биологическое воздействие излучения

Излучения радиоактивных веществ оказывают очень сильное воздействие на все живые организмы. Даже сравнительно слабое излучение, которое при полном поглощении повышает температуру тела лишь на 0,001 °С, нарушает жизнедеятельность клеток.

Живая клетка — это сложный механизм, не способный продолжать нормальную деятельность даже при малых повреждениях отдельных его участков. Между тем даже слабые излучения способны нанести клеткам существенные повреждения и вызвать опасные заболевания (лучевая болезнь). При большой интенсивности излучения живые организмы погибают. Опасность излучений усугубляется тем, что они не вызывают никаких болевых ощущений даже при смертельных дозах.

Механизм поражающего биологические объекты действия излучения еще недостаточно изучен. Но ясно, что оно сводится к ионизации атомов и молекул и это приводит к изменению их химической активности. Наиболее чувствительны к излучениям ядра клеток, особенно клеток, которые быстро делятся. Поэтому в первую очередь излучения поражают костный мозг, из-за чего нарушается процесс образования крови. Далее наступает поражение клеток пищеварительного тракта и других органов.

Сильное влияние оказывает облучение на наследственность. В большинстве случаев это влияние является неблагоприятным.

Облучение живых организмов может оказывать и определенную пользу. Быстро размножающиеся клетки в злокачественных (раковых) опухолях более чувствительны к облучению, чем нормальные. На этом основано подавление

раковой опухоли γ-лучами радиоактивных препаратов, которые для этой цели более эффективны, чем рентгеновские лучи.

Воздействие γ-излучения (а также других видов ионизирующего излучения) на вещество характеризуют дозой ионизирующего излучения. Различаются:

• **поглощенная доза излучения** — физическая величина, равная отношению энергии излучения к массе облучаемого вещества

$$D = \frac{E}{m}. \qquad (4.1)$$

Единица поглощенной дозы излучения — грей (Гр) [по имени английского физика С. Грея (1666—1736)]; 1 Гр = 1 Дж/кг — доза излучения, при которой облученному веществу массой 1 кг передается энергия любого ионизирующего излучения 1 Дж.

Естественный фон радиации (космические лучи, радиоактивность окружающей среды и человеческого тела) составляет за год дозу излучения около $2 \cdot 10^{-3}$ Гр на человека. Международная комиссия по радиационной защите установила для лиц, работающих с излучением, предельно допустимую за год дозу 0,05 Гр. Доза излучения в 3—10 Гр, полученная за короткое время, смертельна;

• **экспозиционная доза излучения** — физическая величина, равная отношению суммы электрических зарядов всех ионов одного знака, созданных электронами, освобожденными в облученном воздухе (при условии полного использования ионизирующей способности электронов), к массе этого воздуха.

Единица экспозиционной дозы излучения — кулон на килограмм (Кл/кг); внесистемной единицей является рентген (Р): 1 Р = $2{,}58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг. Эта единица является мерой ионизирующей способности рентгеновского и γ-излучений. Доза излучения равна 1 Р, если в 1 см сухого воздуха при температуре 0°С и давлении 760 мм рт. ст. образуются ионы, несущие одну абсолютную единицу заряда каждого знака. При этом образуется примерно $2 \cdot 10^9$ пар ионов. Число образующихся ионов связано с поглощаемой веществом энергией. В практической дозиметрии можно считать 1 Р приблизительно эквивалентным поглощенной дозе излучения 0,01 Гр.

Биологическая доза — величина, определяющая воздействие излучения на организм.

Единица биологической дозы — биологический эквивалент рентгена (бэр): 1 бэр — доза любого вида ионизирующего излучения, производящая такое же биологическое действие, как и доза рентгеновского или γ-излучения в 1 Р (1 бэр = 10^{-2} Дж/кг).

Мощность дозы излучения — величина, равная отношению дозы излучения к времени облучения. Различают: 1) мощность поглощенной дозы (единица — грей на секунду (Гр/с)); 2) мощность экспозиционной дозы (единица — ампер на килограмм (А/кг)).

При работе с любым источником радиации (радиоактивные изотопы, реакторы и др.) необходимо принимать меры по радиационной защите всех людей, могущих попасть в зону действия излучения.

Самый простой метод защиты — это удаление персонала от источника излучения на достаточно большое расстояние. Даже без учета поглощения в воздухе интенсивность радиации убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от источника. Поэтому ампулы с радиоактивными препаратами не следует брать руками. Надо пользоваться специальными щипцами с длинной ручкой.

В тех случаях, когда удаление от источника излучения на достаточно большое расстояние невозможно, используют для защиты от излучения преграды из поглощающих материалов.

Наиболее сложна защита от γ-лучей и нейтронов из-за их большой проникающей способности. Лучшим поглотителем γ-лучей является свинец. Медленные нейтроны хорошо поглощаются бором и кадмием. Быстрые нейтроны предварительно замедляются с помощью графита.

§ 5. Происхождение элементов

Проблема происхождения тяжелых элементов также важна для науки, как и проблема происхождения жизни. Опытные данные, представленные в табл. 1, свидетельствуют о несовпадении распространенности химических элементов во Вселенной с их относительным содержанием в коре Земли и, что более существенно, в живых организмах.

Первое обстоятельство наука объясняет тем, что наша планета образовалась путем аккреции из внутренней части протооблака, окружающего Солнце, из которого возникли все планеты нашей системы. Поскольку эта часть облака была богата элементами, более тяжелыми, чем водород — самый распространенный элемент во Вселенной, — Земля оказалась состоящей из иного набора веществ. А откуда взялись элементы, составляющие нашу планету?

Сейчас установлено, что более тяжелые, чем гелий и водород, элементы образуются в недрах звезд в реакциях термоядерного синтеза. При этом по мере выгорания соответствующего горючего (водорода при образовании гелия, углерода при образовании кислорода и т.д.) происходит сжатие (коллапс) звезды и ее разогрев, включающий следующую термоядерную реакцию,

приводящую к образованию все более тяжелых элементов. Эта цепь термоядерных реакций синтеза химических элементов заканчивается образованием ядер железа. Более тяжелые ядра не могут образоваться таким образом, так как при дальнейшем усложнении ядер путем присоединения к ним все новых нуклонов возникают неустойчивые радиоактивные изотопы.

Таблица 1

Относительное содержание основных химических элементов

Элемент	Содержание, %			
	Вселенная	Солнце	Растения	Человек
H	82	87	10	10
He	18	13	—	—
N	0,33	0,33	0,28	3,0
C	0,33	0,33	3,0	18
Mg	0,33	0,33	0,03	0,05
O	0,3	0,25	79	65
S	0,01	0,004	0,15	0,254
Fe	0,01	0,004	0,15	0,254
Si	0,01	0,004	0,15	0,254
Другие	0,001	0,04	7,5	3,7

Единственным местом образования ядер более тяжелых элементов, чем железо, могут служить оболочки сверхновых звезд. По представлениям современной науки, при взрыве такой звезды происходят цепные ядерные реакции, сопровождающиеся образованием большого количества нейтронов. Эти нейтроны захватываются ядрами, так что промежуточные ядра не успевают распасться. После захвата очередного нейтрона такие ядра становятся устойчивыми и дальнейший их рост происходит без помех. Таким образом, могут образовываться ядра элементов вплоть до трансурановых. Малая распространенность во Вселенной элементов тяжелее железа объясняется тем, что они образуются за короткий интервал времени (порядка 1 с) при взрыве сверхновой звезды, тогда как более распространенные легкие элементы имеют гораздо больше времени для образования из первичного водорода в ядрах массивных звезд.

Образовавшиеся в результате вспышки сверхновой звезды тяжелые элементы поступают в межзвездное пространство, где постепенно перемешиваются с межзвездным газом, состоящим по преимуществу из гелия и водорода. Из этого материала потом, на более позднем этапе эволюции Вселенной, образуются звезды следующего поколения и планеты. Таким образом, можно утверждать, что Земля, все живое на ней, и организм человека

в частности, построены из реликтовых осколков когда-то ярких звезд, погибших задолго до возникновения Солнца и нашей планеты.

§ 6. Химический состав живых организмов

Химический состав живых организмов на поверхности нашей планеты иной, чем земной коры. Это объясняется некоторыми особыми свойствами "жизненно важных" элементов. Ученые утверждают, что для жизни необходимо около 20 первых элементов таблицы Менделеева. Использование таких элементов, как углерод, кислород, водород, азот, сера, фосфор, для построения "живых" молекул обусловлено их малыми размерами и возможностью образовывать устойчивые соединения с двух- и трехкратными связями, определяющими их высокую реакционную способность. Особенно велико значение углерода: химия земной жизни использует его в качестве основной структурной единицы для образования сложных молекул. Особая роль углерода как "жизненного" элемента определяется его необычными химическими свойствами. Рассмотрим некоторые из них.

Углерод достаточно распространен во Вселенной, чтобы природа при создании жизни не испытывала недостатка в материале. Он обладает способностью образовывать четыре ковалентные химические связи с другими атомами, включая сам углерод. По богатству соединений с другими элементами углерод превосходит все известные элементы, вместе взятые. Так, например, с водородом он может образовывать соединения до $C_{90}H_{154}$ включительно. Поскольку ковалентные связи имеют пространственную структуру, углерод может создавать скелеты гигантских трехмерных молекул, подобных белкам и нуклеиновым кислотам. Несмотря на некоторую термодинамическую нестабильность, соединения углерода с другими веществами инертны, с трудом вступают в химические реакции, что обеспечивает высокую устойчивость сложных молекулярных систем.

В сочетании этих необходимых для земной жизни свойств углерод неповторим. Ближайшим его соперником принято считать кремний, который лучше других химических элеметов удовлетворяет некоторым требованиям к "жизненно важному" элементу. Однако связи между атомами кремния в 2 раза слабее, чем у углерода. Это означает, что длинные цепочки или кольца, созданные атомами кремния по образцу углеродных соединений, маловероятны. В то же время кремний способен образовывать прочные соединения с кислородом, в результате чего на Земле почти весь кремний находится в виде оксида кремния, практически не поддающегося разрушению. Поэтому в нашем сознании кремний — материал для горных пород, а не для жизни. Данные астрономии также свидетельствуют не в пользу кремния: в

метеоритах, кометах, межзвездных облаках и атмосферах звезд найдены разной сложности органические молекулы на основе углерода, в то время как кремний всегда присутствует в соединении с кислородом.

Другие два биогенных элемента — сера и фосфор — присутствуют в относительно малых количествах, но важны способностью образовывать кратные химические связи, в результате чего эти элементы вошли в состав белков (сера) и нуклеиновых кислот (фосфор).

Натрий, калий, магний, кальций, хлор принимают участие в построении организмов в небольших количествах. Атомные остатки этих элементов — необходимая принадлежность обменных процессов в клеточных мембранах. В малых количествах в живых организмах присутствуют железо, марганец, кобальт, медь, цинк, ванадий, йод. Так, железо играет важную роль в процессе дыхания, йод принимает участие в образовании гормонов.

Химические элементы попадают в организм человека из воздуха и с пищей. "Микроэлементное меню" разное у жителей разных стран, оно различное в праздники и будни, зимой и летом. Так, английские ученые подсчитали, что каждый житель Британских островов ежедневно поглощает в среднем 5400 мг хлора, 4600 мг натрия, 23,2 мг железа, 0,32 мг свинца, по 0,3 мг серебра и сурьмы, 0,01 ÷ 0,001 мг золота, по 0,001 ÷ 0,0001 мг платины и урана.

Пребывание жизненно необходимых элементов в организме человека представляет собой определенный этап общего круговорота веществ в природе, после чего эти элементы опять возвращаются в окружающую среду.

§ 7. Космическое излучение

Развитие физики элементарных частиц тесно связано с изучением космического излучения — излучения, приходящего на Землю практически изотропно со всех направлений космического пространства. Измерения интенсивности космического излучения, проводимые методами, аналогичными методам регистрации радиоактивных излучений и частиц (см. § 3), показывают, что его интенсивность быстро растет с высотой, достигает максимума, затем уменьшается и с $h \approx 50$ км остается практически постоянной (рис. 1).

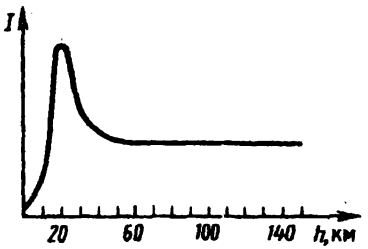

Рис. 1

Различают первичное и вторичное космические излучения. Излучение, приходящее непосредственно из космоса, называют первичным космическим излучением. Исследование его состава показало, что первичное излучение представляет собой поток элементарных частиц высокой энергии, причем более 90% из них составляют протоны с энергией примерно 10^9—10^{13} эВ, около 7% -- α-частицы и лишь небольшая доля (около 1%) приходится на ядра более тяжелых элементов ($Z > 20$). По современным представлениям, основанным на данных астрофизики и радиоастрономии, считается, что первичное космическое излучение имеет в основном галактическое происхождение. Считается, что ускорение частиц до столь высоких энергий может происходить при столкновении с движущимися межзвездными магнитными полями. При $h \geq 50$ км (см. рис. 1) интенсивность космического излучения постоянна; на этих высотах наблюдается лишь первичное излучение.

С приближением к Земле интенсивность космического излучения возрастает, что свидетельствует о появлении вторичного космического излучения, которое образуется в результате взаимодействия первичного космического излучения с ядрами атомов земной атмосферы. Во вторичном космическом излучении встречаются практически все известные элементарные частицы. При $h < 20$ км космическое излучение является вторичным; с уменьшением h его интенсивность понижается, поскольку вторичные частицы по мере продвижения к поверхности Земли испытывают поглощение.

В составе вторичного космического излучения можно выделить два компонента: мягкий (сильно поглощается свинцом) и жесткий (обладает в свинце большой проникающей способностью). Происхождение мягкого компонента объясняется следующим образом. В космическом пространстве всегда имеются γ-кванты с энергией $E > 2m_e c^2$, которые в поле атомных ядер превращаются в электронно-позитронные пары. Образовавшиеся таким образом электроны и позитроны, тормозясь, в свою очередь, создают γ-кванты, энергия которых еще достаточна для образования новых электронно-позитронных пар и т.д. до тех пор, пока энергия квантов не будет меньше $2m_e c^2$ (рис. 2). Описанный процесс называется электронно-позитронно-фотонным (или каскадным) ливнем. Хотя первичные частицы, приводящие к образованию этих ливней, и обладают огромными энергиями, но ливневые частицы являются "мягкими" — не проходят через толстые образцы вещества. Таким образом, ливневые частицы — электроны, позитроны и γ-кванты — и представляют собой мягкий компонент вторичного космического излучения. Природа жесткого компонента будет рассмотрена в дальнейшем (см. § 24).

Исследование космического излучения, с одной стороны, позволило на начальном этапе развития физики элементарных частиц получить основные экспериментальные данные, на которых базировалась эта область науки, а с

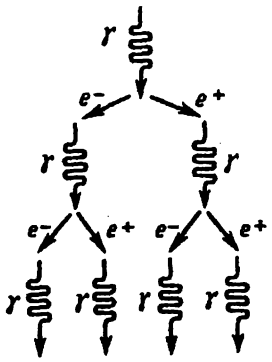

Рис. 2

другой — дало возможность и сейчас изучать процессы с частицами сверхвысоких энергий вплоть до 10^{21} эВ, которые еще не получены искусственным путем. С начала 50-х годов для исследования элементарных частиц стали применять ускорители (позволяют ускорить частицы до сотен гигаэлектрон-вольт), в связи с чем космическое излучение утратило свою исключительность при их изучении, оставаясь лишь основным "источником" частиц в области сверхвысоких энергий.

ГЛАВА 2. ХАРАКТЕРИСТИКИ И МОДЕЛИ АТОМНОГО ЯДРА

§ 8. Размер, состав и заряд атомного ядра. Массовое и зарядовое числа

Э. Резерфорд, исследуя прохождение α-частиц с энергией в несколько мегаэлектрон-вольт через тонкие пленки золота, пришел к выводу о том, что атом состоит из положительно заряженного ядра и окружающих его электронов. Проанализировав эти опыты, Резерфорд также показал, что атомные ядра имеют размеры примерно $10^{-14} \div 10^{-15}$ м (линейные размеры атома примерно 10^{-10} м).

Атомное ядро состоит из элементарных частиц — протонов и нейтронов [протонно-нейтронная модель ядра была предложена российским физиком Д. Д. Иваненко (р. 1904), а впоследствии развита немецким физиком В. Гейзенбергом].

Протон (p) имеет положительный заряд, равный заряду электрона, и массу покоя $m_p = 1{,}6726 \cdot 10^{-27}$ кг $\approx$ 1836 m_e, где m_e — масса электрона. Нейтрон (n) — нейтральная частица с массой покоя $m_n = 1{,}6749 \cdot 10^{-27}$ кг $\approx$ 1839 m_e. Протоны и нейтроны называются нуклонами (от лат. nucleus — ядро). Общее число нуклонов в атомном ядре называется **массовым числом ядра** A.

Атомное ядро характеризуется зарядом Z_e, где Z — **зарядовое число ядра**, равное числу протонов в ядре и совпадающее с порядковым номером химического элемента в Периодической системе элементов Менделеева. Известные в настоящее время 107 элементов таблицы Менделеева имеют зарядовые числа ядер от $Z = 1$ до $Z = 107$.

Ядро обозначается тем же символом, что и нейтральный атом: ${}^{A}_{Z}X$, где

X — символ химического элемента, Z — атомный номер (число протонов в ядре), A — массовое число (число нуклонов в ядре).

Сейчас протонно-нейтронная модель ядра не вызывает сомнений. Рассматривалась также гипотеза о протонно-электронном строении ядра, но она не выдержала экспериментальной проверки. Так, если придерживаться этой гипотезы, то массовое число A должно представлять собой число протонов в ядре, а разность между массовым числом и числом электронов должна быть равна зарядовому числу. Эта модель согласовывалась со значениями изотопных масс и зарядов, но противоречила значениям спинов и магнитных моментов ядер, энергии связи ядра и т. д. Кроме того, она оказалась несовместимой с соотношением неопределенностей. В результате гипотеза о протонно-электронном строении ядра была отвергнута.

Так как атом нейтрален, то заряд ядра определяет и число электронов в атоме. От числа же электронов зависит их распределение по состояниям в атоме, от которого, в свою очередь, зависят химические свойства атома. Следовательно, заряд ядра определяет специфику данного химического элемента, т. е. число электронов в атоме, конфигурацию их электронных оболочек, величину и характер внутриатомного электрического поля.

Ядра с одинаковыми Z, но разными A (т. е. с разными числами нейтронов $N = A - Z$) называются **изотопами**, а ядра с одинаковыми A, но разными Z — **изобарами**. Например, водород ($Z = 1$) имеет три изотопа: ${}^{1}_{1}\mathrm{H}$ — протий ($Z = 1$, $N = 0$), ${}^{2}_{1}\mathrm{H}$ — дейтерий ($Z = 1$, $N = 1$), ${}^{3}_{1}\mathrm{H}$ — тритий ($Z = 1$, $N = 2$), олово — десять и т. д. В подавляющем большинстве случаев изотопы одного и того же химического элемента обладают одинаковыми химическими и почти одинаковыми физическими свойствами (исключение составляют, например, изотопы водорода), определяющимися в основном структурой электронных оболочек, которая является одинаковой для всех изотопов данного элемента.

Примерами ядер-изобар могут служить ядра ${}^{10}_{4}\mathrm{Be}$, ${}^{10}_{5}\mathrm{B}$, ${}^{10}_{6}\mathrm{C}$. В настоящее время известно более 2500 ядер, отличающихся либо Z, либо A, либо тем и другим.

Радиус ядра задается эмпирической формулой

$$R = R_0 A^{1/3}, \tag{8.1}$$

где $R_0 = (1{,}3 \div 1{,}7)10^{-15}$ м. Однако при употреблении этого понятия необходимо соблюдать осторожность (из-за его неоднозначности, например из-за размытости границы ядра). Из формулы (8.1) вытекает, что объем ядра

пропорционален числу нуклонов в ядре. Следовательно, плотность ядерного вещества примерно одинакова для всех ядер ($\approx 10^{17}$ кг/м^3).

§ 9. Масса и энергия связи ядра

Исследования показывают, что атомные ядра являются устойчивыми образованиями. Это означает, что в ядре между нуклонами существует определенная связь.

Массу ядер очень точно можно определить с помощью **масс-спектрометров** — измерительных приборов, разделяющих с помощью электрических и магнитных полей пучки заряженных частиц с разными удельными зарядами Q/m. Масс-спектрометрические измерения показали, что масса ядра меньше, чем сумма масс составляющих его нуклонов. Но так как всякому изменению массы должно соответствовать изменение энергии, то, следовательно, при образовании ядра должна выделяться определенная энергия. Из закона сохранения энергии вытекает и обратное: для разделения ядра на составные части необходимо затратить такое же количество энергии, которое выделяется при его образовании. Энергия, которую необходимо затратить, чтобы расщепить ядро на отдельные нуклоны, называется **энергией связи ядра**.

Энергия связи нуклонов в ядре

$$E_{\text{св}} = [Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{я}}]c^2, \qquad (9.1)$$

где m_p, m_n, $m_{\text{я}}$ — соответственно массы протона, нейтрона и ядра. В таблицах обычно приводятся не массы $m_{\text{я}}$ ядер, а массы m атомов. Поэтому для энергии связи ядра пользуются формулой

$$E_{\text{св}} = [Zm_{\text{Н}} + (A - Z)m_n - m]c^2, \qquad (9.2)$$

где $m_{\text{н}}$ — масса атома водорода. Так как $m_{\text{Н}}$ больше m_p на величину m_e, то первый член в квадратных скобках включает в себя массу Z электронов. Но так как масса атома m отличается от массы ядра $m_{\text{я}}$ как раз на массу Z электронов, то вычисления по формулам (9.1) и (9.2) приводят к одинаковым результатам.

Величина

$$\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n] - m_{\text{я}}$$

называется дефектом массы ядра. На эту величину уменьшается масса всех нуклонов при образовании из них атомного ядра.

Часто вместо энергии связи рассматривают **удельную энергию связи** $\delta E_{св}$ — энергию связи ядра, отнесенную к одному нуклону. Она характеризует устойчивость (прочность) атомных ядер, т. е. чем больше $\delta E_{св}$, тем устойчивее ядро. Удельная энергия связи зависит от массового числа А элемента (рис. 3). Для легких ядер ($A \leq 12$) удельная энергия связи круто возрастает до $6 \div 7$ МэВ, претерпевая целый ряд скачков (например, для $^{2}_{1}H$ $\delta E_{св}$ = 1,1 МэВ, для $^{4}_{2}He$ — 7,1 МэВ, для $^{6}_{3}Li$ — 5,3 МэВ), затем более медленно возрастает до максимальной величины 8,7 МэВ у элементов с $A = 50 \div 60$, а потом постепенно уменьшается у тяжелых элементов (например, для $^{238}_{92}U$ она составляет 7,6 МэВ). Отметим для сравнения, что энергия связи валентных электронов в атомах составляет примерно 10 эВ (в 10^6 раз меньше).

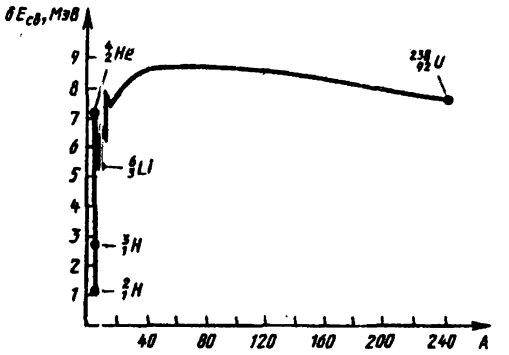

Рис. 3

Уменьшение удельной энергии связи при переходе к тяжелым элементам объясняется тем, что с возрастанием числа протонов в ядре увеличивается и энергия их кулоновского отталкивания. Поэтому связь между нуклонами становится менее сильной, а сами ядра менее прочными.

Наиболее устойчивыми оказываются так называемые магические ядра, у которых число протонов или нейтронов равно одному из магических чисел: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Особенно стабильны дважды магические ядра, у которых магическими являются и число протонов, и число нейтронов (этих ядер насчитывается всего пять: $^{4}_{2}He$, $^{16}_{8}O$, $^{40}_{20}Ca$, $^{208}_{82}Pb$).

Из рис. 3 следует, что наиболее устойчивыми с энергетической точки зрения являются ядра средней части таблицы Менделеева. Тяжелые и легкие ядра менее устойчивы. Это означает, что энергетически выгодны следующие процессы: 1) деление тяжелых ядер на более легкие; 2) слияние легких ядер друг с другом в более тяжелые. При обоих процессах выделяется огромное количество энергии. Эти процессы в настоящее время осуществлены практически: это реакции деления и термоядерные реакции.

§ 10. Спин ядра и его магнитный момент

Использование приборов высокой разрешающей способности и специальных источников возбуждения спектра позволило обнаружить сверхтонкую структуру спектральных линий. Ее существование швейцарский физик В. Паули (1900—1958) объяснил в 1924 г. наличием у атомных ядер собственного момента импульса (спина) и магнитного момента.

Собственный момент импульса ядра — спин ядра — складывается из спинов нуклонов и из орбитальных моментов импульса нуклонов (моментов импульса, обусловленных движением нуклонов внутри ядра). Обе эти величины являются векторами, поэтому спин ядра представляет их векторную сумму. Спин ядра квантуется по закону

$$L_я = \hbar\sqrt{I(I+1)}\ ,$$

где I — спиновое ядерное квантовое число (его часто называют просто спином ядра), которое принимает целые или полуцелые значения 0, 1/2, 1, 3/2 ... . Ядра с четными A имеют целые I, с нечетными — полуцелые I.

Атомное ядро, кроме спина, обладает магнитным моментом $p_{mя}$. Магнитный момент ядра связан со спином ядра: $p_{mя} = g_я \cdot L_я$, где $g_я$ — коэффициент пропорциональности, называемый ядерным гиромагнитным отношением.

Единицей магнитных моментов ядер служит ядерный магнетон

$$\mu_я = e\hbar/(2m_p) = 5{,}0508 \cdot 10^{-27}\ Дж/Тл, \qquad (10.1)$$

где m_p — масса протона. Ядерный магнетон в $m_p/m_e \approx 1836$ раз меньше магнетона Бора, поэтому магнитные свойства атомов определяются в основном магнитными свойствами его электронов.

В случае эффекта Зеемана при помещении атома в магнитное поле наблюдается расщепление энергетических уровней и спектральных линий

(тонкая структура), обусловленное спин-орбитальным взаимодействием электронов. Во внешнем магнитном поле также наблюдается расщепление уровней энергии атома на близко расположенные подуровни (сверхтонкая структура), обусловленное взаимодействием магнитного момента ядра с магнитным полем электронов в атоме.

Магнитные моменты ядер могут, таким образом, определяться спектроскопическим методом по сверхтонкой структуре спектральных линий. Однако магнитные моменты ядер примерно на три порядка меньше магнитных моментов электронов, поэтому расщепление спектральных линий, соответствующее сверхтонкой структуре, значительно меньше расщепления за счет взаимодействия между спиновым и орбитальным моментами электрона (тонкая структура). Таким образом, из-за малости эффекта, даже при использовании спектральных приборов очень большой разрешающей способности, точность этого метода невелика. Поэтому были разработаны более точные (не оптические) методы определения магнитных моментов ядер, одним из которых является метод ядерного магнитного резонанса.

Явление ядерного магнитного резонанса заключается в следующем: если на вещество, находящееся в сильном постоянном магнитном поле, действовать слабым переменным радиочастотным магнитным полем, то при частотах, соответствующих частотам переходов между ядерными подуровнями, возникает резкий (резонансный) максимум поглощения. Ядерный магнитный резонанс обусловлен происходящими под влиянием переменного магнитного поля квантовыми переходами между ядерными подуровнями. Точность метода задается точностью измерения напряженности постоянного магнитного поля и резонансной частоты, так как по их значениям вычисляются магнитные моменты ядер. Так как для измерения этих величин применяются прецизионные методы, то $p_{мя}$ можно определять с высокой точностью (до шести знаков).

Метод ядерного магнитного резонанса позволяет наблюдать ядерный резонанс на ядрах, обладающих магнитным моментом порядка $0,1\,\mu_я$. Количество вещества, необходимое для измерений, должно составлять $10^{-3} \div 10$ г (в зависимости от значения $p_{мя}$). Измерение значений магнитных моментов ядер часто сводится к сравнению резонансных частот исследуемых ядер с резонансной частотой протонов, что позволяет освободиться от точной калибровки магнитного поля, которая является довольно трудоемкой.

§ 11. Модели атомного ядра

Между составляющими ядро нуклонами действуют особые, специфические для ядра силы, значительно превышающие кулоновские силы отталкивания между протонами. Они называются ядерными силами.

С помощью экспериментальных данных по рассеянию нуклонов на ядрах, ядерным превращениям и т. д. доказано, что ядерные силы намного превышают гравитационные, электрические и магнитные взаимодействия и не сводятся к ним. Ядерные силы относятся к классу так называемых сильных взаимодействий.

Перечислим основные свойства ядерных сил:

1) ядерные силы являются силами притяжения;

2) ядерные силы являются короткодействующими — их действие проявляется только на расстояниях примерно 10^{-15} м. При увеличении расстояния между нуклонами ядерные силы быстро уменьшаются до нуля, а при расстояниях, меньших их радиуса действия, оказываются примерно в 100 раз больше кулоновских сил, действующих между протонами на том же расстоянии;

3) ядерным силам свойственна зарядовая независимость: ядерные силы, действующие между двумя протонами, или двумя нейтронами, или, наконец, между протоном и нейтроном, одинаковы по величине. Отсюда следует, что ядерные силы имеют неэлектрическую природу;

4) ядерным силам свойственно насыщение, т. е. каждый нуклон в ядре взаимодействует только с ограниченным числом ближайших к нему нуклонов. Насыщение проявляется в том, что удельная энергия связи нуклонов в ядре (если не учитывать легкие ядра) при увеличении числа нуклонов не растет, а остается приблизительно постоянной;

5) ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинов взаимодействующих нуклонов. Например, протон и нейтрон образуют дейтрон (ядро изотопа $^{2}_{1}\mathrm{H}$) только при условии параллельной ориентации их спинов;

6) ядерные силы не являются центральными, т. е. действующими по линии, соединяющей центры взаимодействующих нуклонов.

Сложный характер ядерных сил и трудность точного решения уравнений движения всех нуклонов ядра (ядро с массовым числом A представляет собой систему из A тел) не позволили до настоящего времени разработать единую последовательную теорию атомного ядра. Поэтому на данной стадии прибегают к рассмотрению приближенных ядерных моделей, в которых ядро заменяется некоторой модельной системой, довольно хорошо описывающей только определенные свойства ядра и допускающей более или менее простую математическую трактовку. Из большого числа моделей, каждая из которых

обязательно использует подобранные произвольные параметры, согласующиеся с экспериментом, рассмотрим две: капельную и оболочечную.

11.1. Капельная модель ядра

Капельная модель ядра является первой моделью. Она была предложена в 1936 г. датским физиком Н. Бором (1885—1962) и доработана российским ученым Я. И. Френкелем (1894—1952). Она основана на аналогии между поведением нуклонов в ядре и поведением молекул в капле жидкости. Так, в обоих случаях силы, действующие между составными частицами — молекулами в жидкости и нуклонами в ядре, — являются короткодействующими и им свойственно насыщение. Для капли жидкости при данных внешних условиях характерна постоянная плотность ее вещества. Ядра же характеризуются практически постоянной удельной энергией связи и постоянной плотностью, не зависящей от числа нуклонов в ядре. Наконец, объем капли, так же как и объем ядра [см. формулу (8.1)], пропорционален числу частиц. Существенное отличие ядра от капли жидкости в этой модели заключается в том, что она трактует ядро как каплю электрически заряженной несжимаемой жидкости (с плотностью, равной ядерной), подчиняющуюся законам квантовой механики. Капельная модель ядра позволила получить полуэмпирическую формулу для энергии связи нуклонов в ядре, объяснила механизм ядерных реакций и особенно реакции деления ядер. Однако эта модель не смогла, например, объяснить повышенную устойчивость ядер, содержащих магические числа протонов и нейтронов.

11.2. Оболочечная модель ядра

В 1949—1950 гг. американский физик М. Гепперт-Майер (1906—1975) и немецкий физик Х. Иенсен (1907—1973) предложили оболочечную модель ядра, которая предполагает распределение нуклонов в ядре по дискретным энергетическим уровням (оболочкам), заполняемым нуклонами согласно принципу Паули, и связывает устойчивость ядер с заполнением этих уровней. Считается, что ядра с полностью заполненными оболочками являются наиболее устойчивыми. Такие особо устойчивые (магические) ядра действительно существуют (см. § 9).

Оболочечная модель ядра позволила объяснить спины и магнитные моменты ядер, различную устойчивость атомных ядер, а также периодичность изменений их свойств. Эта модель особенно хорошо применима для описания легких и средних ядер, а также для ядер, находящихся в основном (невозбужденном) состоянии.

По мере дальнейшего накопления экспериментальных данных о свойствах атомных ядер появлялись все новые факты, не укладывающиеся

в рамки описанных моделей. Так возникли обобщенная модель ядра (синтез капельной и оболочечной моделей), оптическая модель ядра (объясняет взаимодействие ядер с налетающими частицами) и другие модели.

ГЛАВА 3. ЯДЕРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ

§ 12. Радиоактивный распад и радиоактивные превращения

Под **радиоактивным распадом**, или просто распадом, понимают естественное радиоактивное превращение ядер, происходящее самопроизвольно. Атомное ядро, испытывающее радиоактивный распад, называется материнским, возникающее ядро — дочерним.

Теория радиоактивного распада строится на предположении о том, что радиоактивный распад является спонтанным процессом, подчиняющимся законам статистики. Так как отдельные радиоактивные ядра распадаются независимо друг от друга, то можно считать, что число ядер dN, распавшихся в среднем за интервал времени от t до $t + dt$, пропорционально промежутку времени dt и числу N нераспавшихся ядер к моменту времени t:

$$dN = -\lambda\, N\, dt, \qquad (12.1)$$

где λ — постоянная для данного радиоактивного вещества величина, называемая постоянной радиоактивного распада; знак минус указывает, что общее число радиоактивных ядер в процессе распада уменьшается. Разделив переменные и интегрируя

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt, \quad \int_{N_0}^{N} \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt, \quad \ln\frac{N}{N_0} = -\lambda t,$$

получим

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \qquad (12.2)$$

где N_0 — начальное число нераспавшихся ядер (в момент времени $t = 0$), N — число нераспавшихся ядер в момент времени t. Формула (12.2) выражает закон радиоактивного распада, согласно которому число нераспавшихся ядер убывает со временем по экспоненциальному закону.

Интенсивность процесса радиоактивного распада характеризуют две величины: период полураспада $T_{1/2}$ и среднее время жизни τ радиоактивного ядра. **Период полураспада** $T_{1/2}$ — время, за которое исходное число радиоактивных ядер в среднем уменьшается вдвое. Тогда, согласно (12.2),

$$N_0 / 2 = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}},$$

откуда

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = 0,693/\lambda .$$

Периоды полураспада для естественно-радиоактивных элементов колеблются от десятимиллионных долей секунды до многих миллиардов лет.

Суммарная продолжительность жизни dN ядер равна $t|dN| = \lambda Ntdt$. Проинтегрировав это выражение по всем возможным t (т. е. от 0 до $+\infty$) и разделив на начальное число ядер N_0,, получим среднее время жизни τ радиоактивного ядра:

$$\tau = \frac{1}{N_0}\int_0^\infty \lambda Ntdt = \frac{1}{N_0}\int_0^\infty \lambda N_0 te^{-\lambda t} = \lambda \int_0^\infty te^{-\lambda t}dt = \frac{1}{\lambda}$$

(учтено условие (12.2)). Таким образом, среднее время жизни τ радиоактивного ядра есть величина, обратная постоянной радиоактивного распада λ.

Активностью А нуклида (общее название атомных ядер, отличающихся числом протонов Z и нейтронов N) называется число распадов, происходящих в радиоактивном источнике с ядрами образца за 1 с:

$$A = \left|\frac{dN}{dt}\right| = \lambda N . \qquad (12.3)$$

Единица активности в СИ — беккерель (Бк): 1 Бк — активность нуклида, при которой за 1 с происходит один акт распада. До сих пор в ядерной физике применяется и внесистемная единица активности нуклида в радиоактивном источнике — кюри (Ки): 1 Ки = $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк.

Радиоактивный распад происходит в соответствии с так называемыми правилами смещения, позволяющими установить, какое ядро возникает в результате распада данного материнского ядра. **Правила смещения**:

$${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^{4}_{2}He \text{ для } \alpha\text{-распада;} \qquad (12.4)$$

$${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + {}^{0}_{-1}e \text{ для } \beta\text{-распада,} \qquad (12.5)$$

где ${}^{A}_{Z}X$ — материнское ядро, Y — символ дочернего ядра, ${}^{4}_{2}He$ — ядро гелия (α-частица), ${}^{0}_{-1}e$ — символическое обозначение электрона (заряд его равен –1, а массовое число — нулю). Правила смещения являются ничем иным, как следствием двух законов, выполняющихся при радиоактивных распадах, — сохранения электрического заряда и сохранения массового числа: сумма зарядов (массовых чисел) возникающих ядер и частиц равна заряду (массовому числу) исходного ядра.

Возникающие в результате радиоактивного распада ядра могут быть, в свою очередь, радиоактивными. Это приводит к возникновению цепочки, или ряда, радиоактивных превращений. Совокупность элементов, образующих цепочку радиоактивных превращений, заканчивающихся стабильным элементом, называется **радиоактивным семейством**.

Из правил смещения (12.4) и (12.5) вытекает, что массовое число при α-распаде уменьшается на 4, а при β-распаде не меняется. Поэтому для всех ядер одного в того же радиоактивного семейства остаток от деления массового числа на 4 одинаков. Таким образом, существует четыре различных радиоактивных семейства, для каждого из которых массовые числа задаются одной из следующих формул:

$$A = 4n,\ 4n + 1,\ 4n + 2,\ 4n + 3,$$

где n — целое положительное число. Семейства называются по наиболее долгоживущему (с наибольшим периодом полураспада) "родоначальнику": семейства тория (от ${}^{232}_{90}Th$), нептуния (от ${}^{237}_{93}Np$), урана (от ${}^{238}_{92}U$) и актиния (от ${}^{235}_{89}Ac$). Конечными нуклидами соответственно являются ${}^{208}_{82}Pb$, ${}^{209}_{83}Bi$, ${}^{206}_{82}Pb$, ${}^{207}_{82}Pb$, т. е. единственное семейство нептуния (искусственно-радиоактивные ядра) заканчивается нуклидом Bi, а все остальные (естественно-радиоактивные ядра) — нуклидами Pb.

12.1. α-распад

В настоящее время известно более двухсот α-активных ядер, главным образом тяжелых ($A > 200$, $Z > 82$). Только небольшая группа α-активных ядер приходится на область с $A = 140 \div 160$ (редкие земли). α-распад подчиняется правилу смещения (12.4). Примером α-распада служит распад изотопа урана ${}^{238}_{92}U$ с образованием Th:

$$^{238}_{92}\mathrm{U} \rightarrow {}^{234}_{90}\mathrm{Th} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}.$$

Скорости вылетающих при распаде α-частиц очень велики и колеблются для разных ядер в пределах от $1{,}4 \cdot 10^7$ до $2 \cdot 10^7$ м/с, что соответствует энергиям от 4 до 8,8 МэВ. Согласно современным представлениям, α-частицы образуются в момент радиоактивного распада при встрече движущихся внутри ядра двух протонов и двух нейтронов.

α-частицы, испускаемые конкретным ядром, обладают, как правило, определенной энергией. Более тонкие измерения, однако, показали, что энергетический спектр α-частиц, испускаемых данным радиоактивным элементом, обнаруживает "тонкую структуру", т.е. испускается несколько групп α-частиц, причем в пределах каждой группы их энергии практически постоянны. Дискретный спектр α-частиц свидетельствует о том, что атомные ядра обладают дискретными энергетическими уровнями.

Для α-распада характерна сильная зависимость между периодом полураспада $T_{1/2}$ и энергией E вылетающих частиц. Эта взаимосвязь определяется эмпирическим законом, полученным в 1912 г. Х. Гейгером и английским физиком Д. Неттолом (1890 — 1958), который обычно выражают в виде зависимости между пробегом R_α (расстоянием, проходимым частицей в веществе до ее полной остановки) α-частиц в воздухе в постоянной радиоактивного распада λ:

$$\ln \lambda = A + B \ln R_\alpha, \qquad (12.6)$$

где A и B — эмпирические константы; $\lambda = (\ln 2)/T_{1/2}$. Согласно (12.6), чем меньше период полураспада радиоактивного элемента, тем больше пробег, а следовательно, и энергия испускаемых им α-частиц. Пробег α-частиц в воздухе (при нормальных условиях) составляет несколько сантиметров, в более плотных средах он гораздо меньше, составляя сотые доли миллиметра (α-частицы можно задержать обычным листом бумаги).

Опыты Резерфорда по рассеянию α-частиц на ядрах урана показали, что α-частицы вплоть до энергии 8,8 МэВ испытывают на ядрах резерфордовское рассеяние, т.е. силы, действующие на α-частицы со стороны ядер, описываются законом Кулона. Подобный характер рассеяния α-частиц указывает на то, что они еще не вступают в область действия ядерных сил, т.е. можно сделать вывод, что ядро окружено потенциальным

барьером, высота которого не меньше 8,8 МэВ. С другой стороны, α-частицы, испускаемые ураном, имеют энергию 4,2 МэВ. Следовательно, α-частицы вылетают из α-радиоактивного ядра с энергией, заметно меньшей высоты потенциального барьера. Классическая механика этот результат объяснить не могла.

Объяснение α-распада дано квантовой механикой, согласно которой вылет α-частицы из ядра возможен благодаря туннельному эффекту — проникновению α-частицы сквозь потенциальный барьер. Всегда имеется отличная от нуля вероятность того, что частица с энергией, меньшей высоты потенциального барьера, пройдет сквозь него, т. е., действительно, из α-радиоактивного ядра α-частицы могут вылетать с энергией, меньшей высоты потенциального барьера. Этот эффект целиком обусловлен волновой природой α-частиц.

Вероятность прохождения α-частицы сквозь потенциальный барьер определяется его формой и вычисляется на основе уравнения Шредингера. В простейшем случае потенциального барьера с прямоугольными вертикальными стенками коэффициент прозрачности, определяющий вероятность прохождения сквозь него, определяется формулой

$$D = D_0 \exp\left[-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m_\alpha (U-E)}\,l\right].$$

Анализируя это выражение, видим, что коэффициент прозрачности D тем больше (следовательно, тем меньше период полураспада), чем меньший по высоте (U) и ширине (l) барьер находится на пути α-частицы. Кроме того, при одной и той же потенциальной кривой барьер на пути частицы тем меньше, чем больше ее энергия E. Таким образом, качественно подтверждается закон Гейгера—Нэттола [см. формулу (12.6)].

12.2. β^--распад

Явление β^--распада (в дальнейшем будет показано, что существует и β^+-распад) подчиняется правилу смещения (12.5) ${}^{A}_{Z}X \to {}^{A}_{Z+1}Y + {}^{0}_{-1}e$ и связано с выбросом электрона. Пришлось преодолеть целый ряд трудностей с трактовкой β^--распада.

Во-первых, необходимо было обосновать происхождение электронов,

выбрасываемых в процессе β^--распада. Протонно-нейтронное строение ядра исключает возможность вылета электрона из ядра, поскольку в ядре электронов нет. Предположение же, что электроны вылетают не из ядра, а из электронной оболочки, несостоятельно, поскольку тогда должно было бы наблюдаться оптическое или рентгеновское излучение, что не подтверждают эксперименты.

Во-вторых, необходимо было объяснить непрерывность энергетического спектра испускаемых электронов (типичная для всех изотопов кривая распределения β^--частиц по энергиям приведена на рис. 4). Каким же образом β^--активные ядра, обладающие до и после распада вполне определенными энергиями, могут выбрасывать электроны со значениями энергии от нуля до некоторого максимального E_{max}? Гипотеза о том, что при β^--распаде электроны покидают ядро со строго определенными энергиями, но в результате каких-то вторичных взаимодействий теряют ту или иную долю своей энергии, так что их первоначальный дискретный спектр превращается в непрерывный, была опровергнута прямыми калориметрическими опытами. Так как максимальная энергия E_{max} определяется разностью масс материнского и дочернего ядер, то распады, при которых энергия электрона $E < E_{max}$, как бы протекают с нарушением закона сохранения энергии. Н. Бор даже пытался обосновать это нарушение, высказывая предположение, что закон сохранения энергии носит статистический характер и выполняется лишь в среднем для большого числа элементарных процессов. Отсюда видно, насколько принципиально важно было разрешить это затруднение.

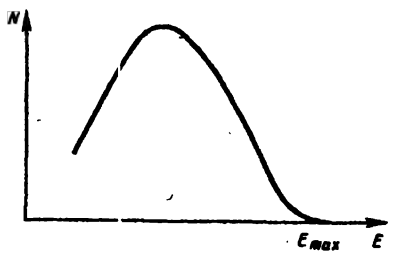

Рис. 4

В-третьих, необходимо было разобраться с несохранением спина при β^--распаде. При β^--распаде число нуклонов в ядре не изменяется (так как не изменяется массовое число А), поэтому не должен изменяться и спин ядра, который равен целому числу $\hbar$ при четном А и полуцелому $\hbar$ при нечетном А. Однако выброс электрона, имеющего спин $\hbar/2$, должен изменить спин ядра на величину $\hbar/2$.

Последние два затруднения привели В. Паули к гипотезе (1931) о том, что при β^--распаде вместе с электроном испускается еще одна нейтральная частица — нейтрино. Нейтрино имеет нулевой заряд, спин 1/2 (в единицах $\hbar$)

и нулевую (а скорее, < $10^{-4}m_e$) массу покоя; обозначается ${}^{0}_{0}\nu_e$. Впоследствии оказалось, что при β^--распаде испускается не нейтрино, а антинейтрино ${}^{0}_{0}\tilde{\nu}_e$.

Гипотеза о существовании нейтрино позволила итальянскому физику Э. Ферми (1901—1954) создать в 1934 г. теорию β^--распада, которая в основном сохранила свое значение и в настоящее время, хотя экспериментально существование нейтрино было доказано более чем через 20 лет (1956). Столь длительные "поиски" нейтрино были сопряжены с большими трудностями, обусловленными отсутствием у нейтрино электрического заряда и массы. Нейтрино — единственная частица, не участвующая ни в сильных, ни в электромагнитных взаимодействиях; единственный вид взаимодействий, в котором может принимать участие нейтрино, — слабое взаимодействие. Поэтому прямое наблюдение нейтрино весьма затруднительно. Ионизирующая способность нейтрино столь мала, что один акт ионизации в воздухе приходится на 500 км пути. Проникающая же способность нейтрино столь огромна (пробег нейтрино с энергией 1 МэВ в свинце составляет примерно 10^{18} м), что затрудняет удержание этих частиц в приборах.

Поэтому для экспериментального выявления нейтрино (антинейтрино) применялся косвенный метод, основанный на том, что в реакциях (в том числе и с участием нейтрино) выполняется закон сохранения импульса. Таким образом, нейтрино было обнаружено при изучении отдачи атомных ядер при β^--распаде. Если при β^--распаде ядра вместе с электроном выбрасывается и антинейтрино, то векторная сумма трех импульсов — ядра отдачи, электрона и антинейтрино — должна быть равна нулю. Это действительно подтвердилось на опыте. Непосредственное обнаружение нейтрино стало возможным лишь значительно позднее, после появления мощных реакторов, позволяющих получать интенсивные потоки нейтрино.

Введение нейтрино (антинейтрино) позволило не только объяснить кажущееся несохранение спина, но и разобраться с вопросом непрерывности энергетического спектра выбрасываемых электронов. Сплошной спектр β^--частиц обусловлен распределением энергии между электронами и антинейтрино, причем сумма энергий обеих частиц равна E_{max}. В одних актах распада большую энергию получает антинейтрино, в других — электрон; в граничной точке кривой на рис. 4, где энергия электрона равна E_{max}, вся энергия распада уносится электроном, а энергия антинейтрино равна нулю.

Наконец, рассмотрим вопрос о происхождении электронов при β^--распаде. Поскольку электрон не вылетает из ядра и не вырывается из оболочки

атома, было сделано предположение, что β-электрон рождается в результате процессов, происходящих внутри ядра. Так как при β^--распаде число нуклонов в ядре не изменяется, а Z увеличивается на единицу, то единственной возможностью одновременного осуществления этих условий является превращение одного из нейтронов β^--активного ядра в протон с одновременным образованием электрона и вылетом антинейтрино:

$$ {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{1}_{1}p + {}^{0}_{-1}e + {}^{0}_{0}\tilde{\nu}_e . \qquad (12.7) $$

В этом процессе выполняются законы сохранения электрических зарядов, импульса и массовых чисел. Кроме того, данное превращение энергетически возможно, так как масса покоя нейтрона превышает массу атома водорода, т. е. протона и электрона вместе взятых. Данной разности в массах соответствует энергия, равная 0,782 МэВ. За счет этой энергии может происходить самопроизвольное превращение нейтрона в протон; энергия распределяется между электроном и антинейтрино.

Если превращение нейтрона в протон энергетически выгодно и вообще возможно, то должен наблюдаться радиоактивный распад свободных нейтронов (т. е. нейтронов вне ядра). Обнаружение этого явления было бы подтверждением изложенной теории β^--распада. Действительно, в 1950 г. в потоках нейтронов большой интенсивности, возникающих в ядерных реакторах, был обнаружен радиоактивный распад свободных нейтронов, происходящий по схеме (12.7). Энергетический спектр возникающих при этом электронов соответствовал приведенному на рис. 4, а верхняя граница энергии электронов E_{max} оказалась равной рассчитанной выше (0,782 МэВ).

12.3. γ-излучение

Экспериментально установлено, что γ-излучение (см. § 1) не является самостоятельным видом радиоактивности, а только сопровождает α- и β-распады и также возникает при ядерных реакциях, при торможении заряженных частиц, их распаде и т. д. γ-спектр является линейчатым. γ-спектр — это распределение числа γ-квантов по энергиям. Дискретность γ-спектра имеет принципиальное значение, так как является доказательством дискретности энергетических состояний атомных ядер.

В настоящее время точно установлено, что γ-излучение испускается

дочерним (а не материнским) ядром. Дочернее ядро в момент своего образования, оказываясь возбужденным за время примерно $10^{-13} \div 10^{-14}$ с, значительно меньшее времени жизни возбужденного атома (примерно 10^{-8} с), переходит в основное состояние с испусканием γ-излучения. Возвращаясь в основное состояние, возбужденное ядро может пройти через ряд промежуточных состояний, поэтому γ-излучение одного и того же радиоактивного изотопа может содержать несколько групп γ-квантов, отличающихся одна от другой своей энергией.

При γ-излучении A и Z ядра не изменяются, поэтому оно не описывается никакими правилами смещения. γ-излучение большинства ядер является столь коротковолновым, что его волновые свойства проявляются весьма слабо. Здесь на первый план выступают корпускулярные свойства, поэтому γ-излучение рассматривают как поток частиц — γ-квантов. При радиоактивных распадах различных ядер γ-кванты имеют энергии от 10 кэВ до 5 МэВ.

Ядро, находящееся в возбужденном состоянии, может перейти в основное состояние не только при испускании γ-кванта, но и при непосредственной передаче энергии возбуждения (без предварительного испускания γ-кванта) одному из электронов того же атома. При этом испускается так называемый электрон конверсии. Само явление называется внутренней конверсией. Внутренняя конверсия — процесс, конкурирующий с γ-излучением.

Электронам конверсии соответствуют дискретные значения энергии, зависящей от работы выхода электрона из оболочки, из которой электрон вырывается, и от энергии E, отдаваемой ядром при переходе из возбужденного состояния в основное. Если вся энергия E выделяется в виде γ-кванта, то частота излучения ν определяется из известного соотношения $E = h\nu$. Если же испускаются электроны внутренней конверсии, то их энергии равны $E - A_K$, $E - A_L$, где A_K, A_L ... — работа выхода электрона из K- и L-оболочек. Моноэнергетичность электронов конверсии позволяет отличить их от β-электронов, спектр которых непрерывен. Возникшее в результате вылета электрона вакантное место на внутренней оболочке атома будет заполняться электронами с вышележащих оболочек. Поэтому внутренняя конверсия всегда сопровождается характеристическим рентгеновским излучением.

γ-кванты, обладая нулевой массой покоя, не могут замедляться в среде, поэтому при прохождении γ-излучения сквозь вещество они либо поглощаются, либо рассеиваются им. γ-кванты не несут электрического заряда и тем самым не испытывают влияния кулоновских сил. При

прохождении пучка γ-квантов сквозь вещество их энергия не меняется, но в результате столкновений ослабляется интенсивность, изменение которой описывается экспоненциальным законом $I = I_0 e^{-\mu x}$ (I_0 и I — интенсивности γ-излучения на входе и выходе слоя поглощающего вещества толщиной x, μ — коэффициент поглощения). Так как γ-излучение — самое проникающее излучение, то μ для многих веществ — очень малая величина; μ зависит от свойств вещества и от энергии γ-квантов.

γ-кванты, проходя сквозь вещество, могут взаимодействовать как с электронной оболочкой атомов вещества, так и с их ядрами. В квантовой электродинамике доказывается, что основными процессами, сопровождающими прохождение γ-излучения через вещество, являются фотоэффект, комптон-эффект (комптоновское рассеяние) и образование электронно-позитронных пар.

Фотоэффект, или фотоэлектрическое поглощение γ-излучения, — это процесс, при котором атом поглощает γ-квант и испускает электрон. Так как электрон выбивается из одной из внутренних оболочек атома, то освободившееся место заполняется электронами из вышележащих оболочек, и фотоэффект сопровождается характеристическим рентгеновским излучением. Фотоэффект является преобладающим механизмом поглощения в области малых энергий γ-квантов ($E_\gamma \leq 100$ кэВ). Фотоэффект может идти только на связанных электронах, так как свободный электрон не может поглотить γ-квант, при этом одновременно не удовлетворяются законы сохранения энергии и импульса.

По мере увеличения энергии γ-квантов ($E_\gamma \approx 0{,}5$ МэВ) вероятность фотоэффекта очень мала и основным механизмом взаимодействия γ-квантов с веществом является комптоновское рассеяние.

При $E_\gamma > 1{,}02$ МэВ = $2m_e c^2$ (m_e — масса покоя электрона) становится возможным процесс образования электронно-позитронных пар в электрических полях ядер. Вероятность этого процесса пропорциональна Z^2 и увеличивается с ростом E_γ. Поэтому при $E_\gamma \approx 10$ МэВ основным процессом взаимодействия γ-излучения в любом веществе является образование электронно-позитронных пар.

Если энергия γ-кванта превышает энергию связи нуклонов в ядре ($7 \div 8$

МэВ), то в результате поглощения γ-кванта может наблюдаться ядерный фотоэффект — выброс из ядра одного из нуклонов, чаще всего нейтрона.

Большая проникающая способность γ-излучения используется в гамма-дефектоскопии — методе дефектоскопии, основанном на различном поглощении γ-излучения при распространении его на одинаковое расстояние в разных средах. Местоположение и размеры дефектов (раковины, трещины и т. д.) определяются по различию в интенсивностях излучения, прошедшего через разные участки просвечиваемого изделия.

§ 13. Резонансное поглощение γ-излучения

Как уже указывалось, дискретный спектр γ-излучения обусловлен дискретностью энергетических уровней ядер атомов. Однако, как следует из соотношения неопределенностей, энергия возбужденных состояний ядра принимает значения в пределах $\Delta E \approx h/\Delta t$, где Δt — время жизни ядра в возбужденном состоянии. Следовательно, чем меньше Δt, тем больше неопределенность энергии ΔE возбужденного состояния; $\Delta E = 0$ только для основного состояния стабильного ядра (для него $\Delta t = \infty$). Неопределенность энергии квантово-механической системы (например, атома), обладающей дискретными уровнями энергии, определяет естественную ширину энергетического уровня (Г). Например, при времени жизни возбужденного состояния, равного 10^{-13} с, естественная ширина энергетического уровня примерно 10^{-2} эВ.

Неопределенность энергии возбужденного состояния, обусловливаемая конечным временем жизни возбужденных состояний ядра, приводит к немонохроматичности γ-излучения, испускаемого при переходе ядра из возбужденного состояния в основное. Эта немонохроматичность называется естественной шириной линии γ-излучения.

При прохождении γ-излучения в веществе помимо описанных выше (см. § 12) процессов (фотоэффект, комптоновское рассеяние, образование электронно-позитронных пар) должны в принципе наблюдаться также резонансные эффекты. Если ядро облучить γ-квантами с энергией, равной разности одного из возбужденных и основного энергетических состояний ядра, то может иметь место резонансное поглощение γ-излучения ядрами: ядро поглощает γ-квант той же частоты, что и частота излучаемого ядром γ-кванта при переходе ядра из данного возбужденного состояния в основное.

Наблюдение резонансного поглощения γ-квантов ядрами считалось долгое время невозможным, так как при переходе ядра из возбужденного состояния с энергией E в основное (его энергия принята равной нулю) излучаемый γ-квант имеет энергию E_γ, несколько меньшую, чем E, из-за отдачи ядра в процессе излучения:

$$E_\gamma = E - E_я,$$

где $E_я$ — кинетическая энергия отдачи ядра. При возбуждении же ядра и переходе его из основного состояния в возбужденное с энергией E γ-квант должен иметь энергию

$$E'_\gamma = E + E_я,$$

где $E_я$ — энергия отдачи, которую γ-квант должен передать поглощающему ядру.

Таким образом, максимумы линий излучения и поглощения сдвинуты друг относительно друга на величину $2E_я$ (рис. 5). Используя закон сохранения импульса, согласно которому в рассмотренных процессах излучения и поглощения импульсы γ-кванта и ядра должны быть равны, получим

$$E_я = \frac{p_я^2}{2m_я} = \frac{p_\gamma^2}{2m_я} = \frac{E_\gamma^2}{2m_я c^2} \approx \frac{E^2}{2m_я c^2}. \qquad (13.1)$$

Например, возбужденное состояние изотопа иридия $^{191}_{77}\mathrm{Ir}$ имеет энергию 129 кэВ, а время его жизни порядка 10^{-10} с, так что ширина уровня $\Gamma \approx 4 \cdot 10^{-5}$ эВ. Энергия же отдачи при излучении с этого уровня, согласно (13.1), приблизительно равна $5 \cdot 10^{-2}$ эВ, т. е. на три порядка больше ширины уровня. Естественно, что никакое резонансное поглощение в таких условиях невозможно (для наблюдения резонансного поглощения линия поглощения должна совпадать с линией излучения). Из опытов также следовало, что на свободных ядрах резонансное поглощение не наблюдается.

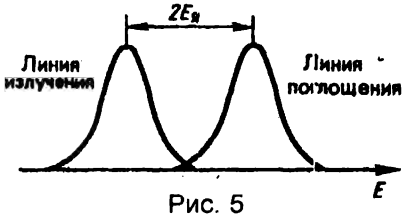

Рис. 5

Резонансное поглощение γ-излучения в принципе может быть получено только при компенсации потери энергии на отдачу ядра. Эту задачу решил в 1958 г. немецкий физик Р. Мёссбауэр (р. 1929, Нобелевская премия 1961 г.). Он исследовал излучение и поглощение γ-излучения в ядрах, находящихся в кристаллической решетке, т. е. в связанном состоянии (опыты проводились при низкой температуре). В данном случае импульс и энергия отдачи передаются не одному ядру, излучающему (поглощающему) γ-квант, а всей кристаллической решетке в целом. Так как кристалл обладает гораздо большей массой по сравнению с массой отдельного ядра, то в соответствии с формулой (13.1) потери энергии на отдачу становятся малыми. Поэтому процессы излучения и поглощения γ-излучения происходят практически без потерь энергии (идеально упруго).

Явление упругого испускания (поглощения) γ-квантов атомными ядрами, связанными в твердом теле, не сопровождающееся изменением внутренней энергии тела, называется **эффектом Мёссбауэра**. При рассмотренных условиях линии излучения и поглощения γ-излучения практически совпадают и имеют весьма малую ширину, равную естественной ширине Г. Эффект Мёссбауэра был открыт на глубоко охлажденном $^{191}_{77}\mathrm{Ir}$ (с понижением температуры колебания решетки "замораживаются"), а впоследствии обнаружен более чем на 20 стабильных изотопах (например, ^{57}Fe, ^{67}Zn).

Мёссбауэр вооружил экспериментальную физику новым методом измерений невиданной прежде точности. Эффект Мёссбауэра позволяет измерять энергии (частоты) излучения с относительной точностью $\Gamma/E = 10^{-15} \div 10^{-17}$, поэтому во многих областях науки и техники может служить тончайшим "инструментом" различного рода измерений. Появилась возможность измерять тончайшие детали γ-линий, внутренние магнитные и электрические поля в твердых телах и т. д.

Внешнее воздействие (например, зеемановское расщепление ядерных уровней или смещение энергии фотонов при движении в поле тяжести) может привести к очень малому смещению либо линии поглощения, либо линии излучения, иными словами, к ослаблению или исчезновению эффекта Мёссбауэра. Это смещение, следовательно, может быть зафиксировано. Подобным образом в лабораторных условиях был обнаружен (1960) такой тончайший эффект, как "гравитационное красное смещение", предсказанный общей теорией относительности Эйнштейна.

§ 14. Ядерные реакции

Ядерные реакции — это превращения атомных ядер при взаимодействии с элементарными частицами (в том числе и с γ-квантами) или друг с другом. Наиболее распространенным видом ядерной реакции является реакция, записываемая символически следующим образом:

$$X + a \rightarrow Y + b, \text{ или } X\ (a, b)\ Y,$$

где X и Y — исходное и конечное ядра, a и b — бомбардирующая и испускаемая (или испускаемые) в ядерной реакции частицы.

В ядерной физике эффективность взаимодействия характеризуют эффективным сечением. **Эффективное сечение** σ — физическая величина, характеризующая вероятность того, что при падении пучка частиц на вещество произойдет реакция; имеет размерность площади. С каждым видом взаимодействия частицы с ядром связывают свое эффективное сечение: эффективное сечение рассеяния определяет процессы рассеяния, эффективное сечение поглощения — процессы поглощения. Эффективное сечение ядерной реакции

$$\sigma = \frac{dN}{nNdx},$$

где N — число частиц, падающих за единицу времени на единицу площади поперечного сечения вещества, имеющего в единице объема n ядер, dN — число этих частиц, вступающих в ядерную реакцию в слое толщиной dx.

Единица эффективного сечения ядерных процессов — барн (1 барн = 10^{-28} м^2). В любой ядерной реакции выполняются **законы сохранения электрических зарядов и массовых чисел**: сумма зарядов (и сумма массовых чисел) ядер и частиц, вступающих в ядерную реакцию, равна сумме зарядов (и сумме массовых чисел) конечных продуктов (ядер и частиц) реакции. Выполняются также законы сохранения энергии, импульса и момента импульса.

В отличие от радиоактивного распада, который протекает всегда с выделением энергии, ядерные реакции могут быть как экзотермическими (с выделением энергии), так и эндотермическими (с поглощением энергии).

Важную роль в объяснении механизма многих ядерных реакций сыграло предположение Н. Бора (1936) о том, что ядерные реакции протекают в две стадии по следующей схеме:

$$X + a \rightarrow C \rightarrow Y + b. \qquad (14.1)$$

Первая стадия — это захват ядром X частицы a, приблизившейся к нему на расстояние действия ядерных сил (примерно $2 \cdot 10^{-15}$ м), и образование промежуточного ядра C, называемого составным (или компаунд-ядром). Энергия влетевшей в ядро частицы быстро распределяется между нуклонами составного ядра, в результате чего оно оказывается в возбужденном состоянии. При столкновении нуклонов составного ядра один из нуклонов (или их комбинация, например дейтрон — ядро тяжелого изотопа водорода — дейтерия, содержащее один протон и один нейтрон) или α-частица может получить энергию, достаточную для вылета из ядра. В результате возможна вторая стадия ядерной реакции — распад составного ядра на ядро *Y* и частицу *b*.

В ядерной физике вводится **характерное ядерное время** — время, необходимое для пролета частицей расстояния порядка величины, равной диаметру ядра ($d \approx 10^{-15}$ м). Так, для частицы с энергией 1 МэВ (что соответствует ее скорости $v \approx 10^7$ м/с) характерное ядерное время $\tau = 10^{-15}$ м/10^7 м/с = 10^{-22}с. С другой стороны, доказано, что время жизни составного ядра равно $10^{-16} \div 10^{-12}$ с, т.е. составляет $(10^6 \div 10^{10})\ \tau$. Это же означает, что за время жизни составного ядра может произойти очень много столкновений нуклонов между собой, т.е. перераспределение энергии между нуклонами действительно возможно. Следовательно, составное ядро живет настолько долго, что полностью "забывает", каким образом оно образовалось. Поэтому характер распада составного ядра (испускание им частицы *b*) — вторая стадия ядерной реакции — не зависит от способа образования составного ядра — первой стадии.

Если испущенная частица тождественна с захваченной ($b \equiv$ a), то схема (14.1) описывает рассеяние частицы: упругое — при $E_b = E_a$, неупругое — при $E_b \neq E_a$. Если же испущенная частица не тождественна с захваченной ($b \neq$ a), то имеем дело с ядерной реакцией в прямом смысле слова.

Некоторые реакции протекают без образования составного ядра, они называются прямыми ядерными взаимодействиями (например, реакции, вызываемые быстрыми нуклонами и дейтронами).

Ядерные реакции классифицируются по следующим признакам:

1) по роду участвующих в них частиц — реакции под действием нейтронов; реакции под действием заряженных частиц (например, протонов, дейтронов, α-частиц); реакции под действием γ-квантов;

2) по энергии вызывающих их частиц — реакции при малых энергиях (порядка электрон-вольт), происходящие в основном с участием нейтронов; реакции при средних энергиях (до нескольких мегаэлектрон-вольт), происходящие с участием γ-квантов и заряженных частиц (протоны, α-

частицы); реакции при высоких энергиях (сотни и тысячи мегаэлектрон-вольт), приводящие к рождению отсутствующих в свободном состоянии элементарных частиц и имеющие большое значение для их изучения;

3) по роду участвующих в них ядер — реакции на легких ядрах ($A < 50$); реакции на средних ядрах ($50 < A < 100$); реакции на тяжелых ядрах ($A > 100$);

4) по характеру происходящих ядерных превращений — реакции с испусканием нейтронов; реакции с испусканием заряженных частиц; реакции захвата (в этих реакциях составное ядро не испускает никаких частиц, а переходит в основное состояние, излучая один или несколько γ-квантов).

Первая в истории ядерная реакция осуществлена Э. Резерфордом (1919) при бомбардировке ядра азота α-частицами, испускаемыми радиоактивным источником:

$$^{14}_{7}\mathrm{N} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{18}_{9}\mathrm{F} \rightarrow {}^{17}_{8}\mathrm{O} + {}^{1}_{1}p\,.$$

Нейтроны были обнаружены в следующей ядерной реакции:

$$^{9}_{4}\mathrm{Be} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{12}_{6}\mathrm{C} + {}^{1}_{0}n\,.$$

14.1. Ядерные реакции под действием нейтронов

Нейтроны, являясь электрически нейтральными частицами, не испытывают кулоновского отталкивания и поэтому легко проникают в ядра и вызывают разнообразные ядерные превращения. Изучение ядерных реакций под действием нейтронов не только сыграло огромную роль в развитии ядерной физики, но и привело к появлению ядерных реакторов.

Характер ядерных реакций под действием нейтронов зависит от их скорости (энергии). В зависимости от энергии нейтроны условно делят на две группы: медленные и быстрые. Область энергий медленных нейтронов включает в себя область ультра-холодных (с энергией до 10^{-7} эВ), очень холодных ($10^{-7} \div 10^{-4}$ эВ), холодных ($10^{-4} \div 10^{-3}$ эВ), тепловых ($10^{-3} \div 0{,}5$ эВ) и резонансных ($0{,}5 \div 10^{4}$ эВ) нейтронов. Ко второй группе можно отнести быстрые ($10^{4} \div 10^{8}$ эВ), высокоэнергетичные ($10^{8} \div 10^{10}$ эВ) и релятивистские ($> 10^{10}$ эВ) нейтроны.

Замедлить нейтроны можно пропуская их через какое-либо вещество, содержащее водород (например, парафин, вода). Проходя через такие вещества, быстрые нейтроны испытывают рассеяние на ядрах и замедляются до тех пор, пока их энергия не станет равной, например, энергии теплового движения атомов вещества замедлителя, т. е. равной приблизительно kT.

Медленные нейтроны эффективны для возбуждения ядерных реакций,

так как они относительно долго находятся вблизи атомного ядра. Благодаря этому вероятность захвата нейтрона ядром становится довольно большой. Однако энергия медленных нейтронов мала, поэтому они не могут вызывать, например, неупругое рассеяние. Для медленных нейтронов характерны упругое рассеяние на ядрах [реакция типа (*n*, *n*)] и радиационный захват [реакция типа (*n*, γ)]. Реакция (n, γ) приводит к образованию нового изотопа исходного вещества:

$$ {}^{A}_{Z}X + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{A+1}_{Z}Y + \gamma , $$

например

$$ {}^{113}_{48}Cd + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{114}_{48}Cd + \gamma . $$

Под действием медленных нейтронов на некоторых легких ядрах наблюдаются также реакции захвата нейтронов с испусканием заряженных частиц — протонов и α -частиц (под действием тепловых нейтронов):

$$ {}^{3}_{2}He + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{3}_{1}H + {}^{1}_{1}p ; $$

$$ {}^{10}_{5}B + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{7}_{3}Li + {}^{4}_{2}He $$

(используется для обнаружения нейтронов) или

$$ {}^{6}_{3}Li + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{3}_{1}H + {}^{4}_{2}He $$

(используется для получения трития).

Реакции типа (n, p) и (n, α), т.е. реакции с образованием заряженных частиц, происходят в основном под действием быстрых нейтронов, так как в случае медленных нейтронов энергии атомного ядра недостаточно для преодоления потенциального барьера, препятствующего вылету протонов и α -частиц. Эти реакции, как и реакции радиационного захвата, часто ведут к образованию β^-–активных ядер.

Для быстрых нейтронов наблюдается неупругое их рассеяние, совершающееся по схеме

$$ {}^{A}_{Z}X + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{A}_{Z}X^{*} + {}^{1}_{0}n' , $$

где вылетающий из ядра нейтрон обозначен как ${}^{1}_{0}n'$, поскольку это не тот

нейтрон, который проник в ядро; ${}_0^1n'$ имеет энергию, меньшую энергии ${}_0^1n$, а остающееся после вылета нейтрона ядро находится в возбужденном состоянии (отмечено звездочкой), поэтому его переход в нормальное состояние сопровождается испусканием γ-кванта.

Когда энергия нейтронов достигает значений 10 МэВ, становятся возможными реакции типа (n, $2n$). Например, в результате реакции

$$ {}_{92}^{238}\mathrm{U} + {}_0^1n \rightarrow {}_{92}^{237}\mathrm{U} + 2\,{}_0^1n $$

образуется β^--активный изотоп ${}_{92}^{237}\mathrm{U}$, претерпевающий распад по схеме

$$ {}_{92}^{237}\mathrm{U} + {}_0^1n \rightarrow {}_{93}^{237}\mathrm{Np} + {}_{-1}^{0}e\,. $$

14.2. Реакция деления ядра

К началу 40-х годов работами многих ученых — Э. Ферми (Италия), О. Гана (1879—1968), Ф. Штрассмана (1902—1980) (ФРГ), О. Фриша (1904—1979) (Великобритания), Л. Мейтнер (1878—1968) (Австрия), Г.Н. Флерова (р. 1913), К.Н. Петржака (Россия) — было доказано, что при облучении урана нейтронами образуются элементы из середины Периодической системы — лантан и барий. Этот результат положил начало ядерным реакциям совершенно нового типа — **реакциям деления ядра**, в которых тяжелое ядро под действием частиц (например, нейтронов) делится на несколько более легких ядер (осколков), чаще всего на два ядра, близких по массе.

Замечательной особенностью деления ядер является то, что оно сопровождается испусканием двух-трех вторичных нейтронов, называемых нейтронами деления. Так как для средних ядер число нейтронов примерно равно числу протонов ($N/Z \approx 1$), а для тяжелых ядер число нейтронов значительно превышает число протонов ($N/Z \approx 1{,}6$), то образовавшиеся осколки деления перегружены нейтронами, в результате чего они и выделяют нейтроны деления. Однако испускание нейтронов деления не устраняет полностью перегрузку ядер-осколков нейтронами. Это приводит к тому, что осколки оказываются радиоактивными. Они могут претерпеть ряд β^--превращений, сопровождаемых испусканием γ-квантов. Так как β^--распад сопровождается превращением нейтрона в протон (см. (12.7)), то после цепочки β^--

превращений соотношение между нейтронами и протонами в осколке достигнет величины, соответствующей стабильному изотопу. Например, при делении ядра урана $^{235}_{92}\mathrm{U}$

$$^{235}_{92}\mathrm{U} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow {}^{139}_{54}\mathrm{Xe} + {}^{95}_{38}\mathrm{Sr} + 2\,{}^{1}_{0}n \qquad (14.2)$$

осколок деления $^{139}_{54}\mathrm{Xe}$ в результате трех актов β^--распада превращается в стабильный изотоп лантана $^{139}_{57}\mathrm{La}$:

$$^{139}_{54}\mathrm{Xe} \xrightarrow{\beta^-} {}^{139}_{55}\mathrm{Cs} \xrightarrow{\beta^-} {}^{139}_{56}\mathrm{Ba} \xrightarrow{\beta^-} {}^{139}_{57}\mathrm{La}.$$

Осколки деления могут быть разнообразными, поэтому реакция (14.2) не единственная приводящая к делению $^{235}_{92}\mathrm{U}$. Возможна, например, реакция

$$^{235}_{92}\mathrm{U} + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{139}_{56}\mathrm{Ba} + {}^{94}_{36}\mathrm{Kr} + 3\,{}^{1}_{0}n\,.$$

Большинство нейтронов при делении испускается практически мгновенно ($t < 10^{-14}$ с), а часть (около 0,7%) испускается осколками деления спустя некоторое время после деления (0,05 с $\leq t \leq$ 60 с). Первые из них называются мгновенными, вторые — запаздывающими. В среднем на каждый акт деления приходится 2,5 испущенных нейтронов. Они имеют сравнительно широкий энергетический спектр в пределах от 0 до 7 МэВ, причем на один нейтрон в среднем приходится энергия около 2 МэВ.

В основу теории деления атомных ядер (Н. Бор, Я. И. Френкель) положена капельная модель ядра (см. § 11). Ядро рассматривается как капля электрически заряженной несжимаемой жидкости (с плотностью, равной ядерной и подчиняющейся законам квантовой механики), частицы которой при попадании нейтрона в ядро приходят в колебательное движение, в результате чего ядро разрывается на две части, разлетающиеся с огромной энергией.

Вероятность деления ядер определяется энергией нейтронов. Например, если высокоэнергетичные нейтроны (см. п. 14.1) вызывают деление практически всех ядер, то нейтроны с энергией в несколько мегаэлектронвольт — только тяжелых ядер (A > 210). Нейтроны, обладающие энергией активации (минимальной энергией, необходимой для осуществления реакции

деления ядра) порядка 1 МэВ, вызывают деление ядер урана $^{238}_{92}\mathrm{U}$, тория $^{232}_{90}\mathrm{Th}$, протактиния $^{231}_{91}\mathrm{Pa}$ и плутония $^{239}_{94}\mathrm{Pu}$. Тепловыми нейтронами делятся ядра $^{235}_{92}\mathrm{U}$, $^{239}_{94}\mathrm{Pu}$ и $^{233}_{92}\mathrm{U}$, $^{230}_{90}\mathrm{Th}$ (два последних изотопа в природе не встречаются, они получаются искусственным путем). Например, изотоп $^{233}_{92}\mathrm{U}$ получается в результате радиационного захвата [реакции (n, γ), см. § 14.2] нейтронов ядром $^{232}_{90}\mathrm{Th}$:

$$^{232}_{90}\mathrm{Th} + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{233}_{90}\mathrm{Th} \xrightarrow{\beta^-} {}^{233}_{91}\mathrm{Pa} \xrightarrow{\beta^-} {}^{233}_{92}\mathrm{U}. \qquad (14.3)$$

14.3. Цепная реакция деления

Испускаемые при делении ядер вторичные нейтроны могут вызвать новые акты деления, что делает возможным осуществление **цепной реакции деления** — ядерной реакции, в которой частицы, вызывающие реакцию, образуются как продукты этой реакции. **Коэффициент размножения нейтронов** k — физическая величина, характеризующая цепную реакцию деления, равная отношению числа нейтронов в данном поколении к их числу в предыдущем поколении. Необходимым условием для развития цепной реакции деления является требование $k \geq 1$.

Оказывается, что не все образующиеся вторичные нейтроны вызывают последующее деление ядер, что приводит к уменьшению коэффициента размножения. Во-первых, из-за конечных размеров активной зоны (пространство, где происходит цепная реакция) и большой проникающей способности нейтронов часть из них покинет активную зону раньше, чем будет захвачена каким-либо ядром. Во-вторых, часть нейтронов захватывается ядрами неделящихся примесей, всегда присутствующих в активной зоне. Кроме того, наряду с делением могут иметь место конкурирующие процессы радиационного захвата и неупругого рассеяния.

Коэффициент размножения зависит от природы делящегося вещества, а для данного изотопа — от его количества, а также размеров и формы активной зоны. Минимальные размеры активной зоны, при которых возможно осуществление цепной реакции, называются **критическими размерами**. Минимальная масса делящегося вещества, находящегося в системе критических размеров, необходимая для осуществления цепной реакции, называется **критической массой**.

Скорость развития цепных реакций различна. Пусть T — среднее время жизни одного поколения, а N — число нейтронов в данном поколении. В следующем поколении их число равно kN, т.е. прирост числа нейтронов за одно поколение $dN = kN - N = N(k - 1)$. Прирост же числа нейтронов за единицу времени, т.е. скорость нарастания цепной реакции,

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N(k-1)}{T}. \qquad (14.4)$$

Интегрируя (14.4), получим

$$N = N_0 e^{(k-1)t/T},$$

где N_0 — число нейтронов в начальный момент времени, а N — их число в момент времени t. N определяется знаком $(k - 1)$. При $k > 1$ идет развивающаяся реакция, число делений непрерывно растет и реакция может стать взрывной. При $k = 1$ идет самоподдерживающаяся реакция, при которой число нейтронов с течением времени не изменяется. При $k < 1$ идет затухающая реакция.

Цепные реакции делятся на управляемые и неуправляемые. Взрыв атомной бомбы является неуправляемой реакцией. Управляемые цепные реакции осуществляются в ядерных реакторах.

В природе имеются три изотопа, которые могут служить ядерным топливом ($^{235}_{92}\mathrm{U}$: в естественном уране его содержится примерно 0,7%) или сырьем для его получения ($^{232}_{90}\mathrm{Th}$ и $^{238}_{92}\mathrm{U}$: в естественном уране его содержится примерно 99,3%). $^{232}_{90}\mathrm{Th}$ служит исходным продуктом для получения искусственного ядерного топлива $^{233}_{92}\mathrm{U}$ [см. реакцию (14.3)], а $^{238}_{92}\mathrm{U}$, поглощая нейтроны посредством двух последовательных β^--распадов, — для превращения в ядро:

$$^{238}_{92}\mathrm{U} + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{239}_{92}\mathrm{U} \xrightarrow{\beta^-} {}^{239}_{92}\mathrm{Np} \xrightarrow{\beta^-} {}^{239}_{92}\mathrm{Pu}. \qquad (14.5)$$

Реакции (14.3) и (14.5), таким образом, открывают реальную возможность воспроизводства ядерного горючего в процессе цепной реакции деления.

§ 15. Искусственная радиоактивность

Жолио-Кюри — Фредерик (1900—1958) и Ирен (1897—1956), — бомбардируя различные ядра α-частицами (1934), обнаружили искусственно-радиоактивные ядра (см. § 1), испытывающие β^--распад, а реакции на B, Al и Mg привели к искусственно-радиоактивным ядрам, претерпевающим β^+-распад, или позитроный распад:

$$^{10}_{5}\mathrm{B} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{14}_{7}\mathrm{N} \rightarrow {}^{13}_{7}\mathrm{N} + {}^{1}_{0}n\,,$$

$$^{13}_{7}\mathrm{N} \rightarrow {}^{13}_{6}\mathrm{C} + {}^{0}_{+1}e + {}^{0}_{0}\nu_e\,.$$

$$^{27}_{13}\mathrm{Al} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{31}_{15}\mathrm{P} \rightarrow {}^{30}_{15}\mathrm{P} + {}^{1}_{0}n\,,$$

$$^{30}_{15}\mathrm{P} \rightarrow {}^{30}_{14}\mathrm{Si} + {}^{0}_{+1}e + {}^{0}_{0}\nu_e\,.$$

$$^{24}_{12}\mathrm{Mg} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{28}_{14}\mathrm{Si} \rightarrow {}^{27}_{14}\mathrm{Si} + {}^{1}_{0}n$$

$$^{27}_{14}\mathrm{Si} \rightarrow {}^{27}_{13}\mathrm{Al} + {}^{0}_{+1}e + {}^{0}_{0}\nu_e$$

(Нобелевская премия 1956 г.). Наличие в этих реакциях позитронов доказано при изучении их треков в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле.

Также искусственные радиоактивные изотопы, дающие, как правило, β^--распад, часто образуются в результате (n, γ)-реакции. Например, в результате реакции

$$^{31}_{15}\mathrm{P} + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{32}_{15}\mathrm{P} + \gamma$$

образуется радиоактивный изотоп $^{32}_{15}\mathrm{P}$, претерпевающий β^--распад с образованием стабильного изотопа серы:

$$^{32}_{15}\mathrm{P} \rightarrow {}^{32}_{16}\mathrm{S} + {}^{0}_{-1}e.$$

С помощью ядерных реакций можно получить радиоактивные изотопы всех химических элементов, встречающихся в природе только в стабильном состоянии. Элементы под номерами 43, 61, 85 и 87 вообще не имеют стабильных изотопов и впервые были получены искусственно. Так, например, элемент с порядковым номером $Z = 43$, названный технецием, имеет самый долгоживущий изотоп с периодом полураспада около миллиона лет.

С помощью ядерных реакций получены также трансурановые элементы. О нептунии и плутонии вы уже знаете. Кроме них получены еще следующие элементы: америций ($Z = 95$), кюрий ($Z = 96$), берклий ($Z = 97$), калифорний ($Z = 98$), эйнштейний ($Z = 99$), фермий ($Z = 100$), менделевий ($Z = 101$), кобелий ($Z = 102$), лоуренсий ($Z = 103$), резерфордий ($Z = 104$), дубний ($Z = 105$), сиборгий ($Z = 106$), борий ($Z = 107$), гассий ($Z = 108$), мейтнерий ($Z = 109$), а также элементы 110, 111 и 112, не имеющие пока общепризнанных названий. Элементы, начиная со 104, впервые синтезированы либо в подмосковной Дубне, либо в Германии.

В настоящее время как в науке, так и в производстве все более широко начинают применяться радиоактивные изотопы различных химических элементов. Наибольшее применение имеет метод меченых атомов. Метод основан на том, что химические свойства радиоактивных изотопов не отличаются от свойств нерадиоактивных изотопов тех же элементов.

Обнаружить радиоактивные изотопы можно очень просто по их излучению. Радиоактивность является своеобразной меткой, с помощью которой можно проследить за поведением элемента при различных химических реакциях и физических превращениях веществ. Метод меченых атомов стал одним из наиболее действенных методов при решении многочисленных проблем биологии, физиологии, медицины и т. д. Главным образом используются радиоактивный кобальт $^{60}_{27}\mathrm{Co}$ и другие изотопы в качестве источников γ-лучей. Получают радиоактивные изотопы в атомных реакторах и на ускорителях элементарных частиц. В настоящее время производством изотопов занята большая отрасль промышленности.

Одним из наиболее выдающихся исследований, проведенных с помощью меченых атомов, явилось исследование обмена веществ в организмах. Было доказано, что за сравнительно небольшое время организм подвергается почти полному обновлению. Слагающие его атомы заменяются новыми. Лишь железо, как показали опыты по изотопному исследованию крови, является исключением из этого правила. Железо входит в состав гемоглобина красных кровяных шариков.

При введении в пищу радиоактивных атомов железа $^{57}_{26}Fe$ было обнаружено, что они почти не поступают в кровь. Только в том случае, когда запасы железа в организме иссякают, железо начинает усваиваться организмом.

Если не существует достаточно долгоживущих радиоактивных изотопов, как, например, у кислорода и азота, меняют изотопный состав стабильных элементов. Так, добавлением к кислороду избытка изотопа $^{18}_{8}O$ было установлено, что свободный кислород, выделяемый при фотосинтезе, первоначально входил в состав воды, а не углекислого газа.

Радиоактивные изотопы применяются в медицине как для постановки диагноза, так и для терапевтических целей. Радиоактивный натрий, вводимый в небольших количествах в кровь, используется для исследования кровообращения. Йод интенсивно отлагается в щитовидной железе, особенно при базедовой болезни. Наблюдая с помощью счетчика за отложением радиоактивного йода, можно быстро поставить диагноз. Большие дозы радиоактивного йода вызывают частичное разрушение аномально развивающихся тканей, и поэтому его используют для лечения базедовой болезни. Интенсивное γ-излучение кобальта применяется при лечении раковых заболеваний (кобальтовая пушка).

Не менее обширны применения радиоактивных изотопов в промышленности. Одним из примеров этого может служить следующий способ контроля износа поршневых колец в двигателях внутреннего сгорания. Облучая поршневое кольцо нейтронами, в нем вызывают ядерные реакции и делают его радиоактивным. При работе двигателя частички материала кольца попадают в смазочное масло. Исследуя уровень радиоактивности масла после определенного времени работы двигателя, определяют износ кольца.

Радиоактивные изотопы позволяют судить о диффузии металлов, процессах в доменных печах и т. д. Мощное γ-излучение радиоактивных препаратов используют для исследования внутренней структуры металлических отливок с целью обнаружения в них дефектов.

Интересное применение для определения возраста древних предметов органического происхождения (древесины, древесного угля, тканей и т. д.) получил метод радиоактивного углерода. В растениях всегда имеется β-радиоактивный изотоп углерода $^{14}_{6}C$ с периодом полураспада T = 5700 лет. Он образуется в атмосфере Земли в небольшом количестве из азота под действием нейтронов. Последние же возникают за счет ядерных реакций, вызванных быстрыми частицами, которые поступают в атмосферу из космоса

(космические лучи). Соединяясь с кислородом, этот углерод образует углекислый газ, поглощаемый растениями, а через них и животными. Один грамм углерода из образцов молодого леса испускает около пятнадцати β-частиц в секунду.

После гибели организма пополнение его радиоактивным углеродом прекращается. Имеющееся же количество этого изотопа убывает за счет радиоактивности. Определяя процентное содержание радиоактивного углерода в органических остатках, можно определить их возраст, если он лежит в пределах от 1000 до 50 000 и даже до 100 000 лет. Таким методом узнают возраст египетских мумий, остатков доисторических костров и т. д.

§ 16. Термоядерные реакции

Источником огромной энергии может служить реакция синтеза атомных ядер — образование из легких ядер более тяжелых. Удельная энергия связи ядер (см. рис. 3) резко увеличивается при переходе от ядер тяжелого водорода (дейтерия ${}^{2}_{1}\mathrm{H}$ и трития ${}^{3}_{1}\mathrm{H}$) к литию ${}^{6}_{3}\mathrm{Li}$ и особенно к гелию ${}^{4}_{2}\mathrm{He}$, т.е. реакции синтеза легких ядер в более тяжелые должны сопровождаться выделением большого количества энергии, что действительно подтверждается расчетами. В качестве примеров рассмотрим реакции синтеза:

$$
\begin{aligned}
&{}^{2}_{1}\mathrm{H} + {}^{2}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{3}_{1}\mathrm{H} + {}^{1}_{1}p \ \ (Q = 4{,}0\ \text{МэВ}),\\
&{}^{2}_{1}\mathrm{H} + {}^{2}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{3}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{0}n \ \ (Q = 3{,}3\ \text{МэВ}),\\
&{}^{2}_{1}\mathrm{H} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{0}n \ \ (Q = 17{,}6\ \text{МэВ}),\\
&{}^{6}_{3}\mathrm{Li} + {}^{2}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \ \ (Q = 22{,}4\ \text{МэВ}),
\end{aligned}
\qquad (16.1)
$$

где Q — энерговыделение.

Реакции синтеза атомных ядер обладают той особенностью, что в них энергия, выделяемая на один нуклон, значительно больше, чем в реакциях деления тяжелых ядер. В самом деле, если при делении ядра ${}^{238}_{92}\mathrm{U}$ выделяется энергия примерно 200 МэВ, что составляет на один нуклон примерно 0,84 МэВ, то в реакции (16.1) эта величина равна 17,6/5 МэВ $\approx$ 3,5 МэВ.

Оценим на примере реакции синтеза ядер дейтерия ${}^{2}_{1}\mathrm{H}$ температуру ее протекания. Для соединения ядер дейтерия их надо сблизить до расстояния $2 \cdot 10^{-15}$ м, равного радиусу действия ядерных сил, преодолевая при этом потенциальную энергию отталкивания $e^2/(4\pi\varepsilon_0 r) \approx 0{,}7$ МэВ. Так как на долю каждого сталкивающегося ядра приходится половина указанной энергии, то средней энергии теплового движения, равной 0,35 МэВ, соответствует температура, приблизительно равная $2{,}6 \cdot 10^9$ К. Следовательно, реакция синтеза ядер дейтерия может происходить лишь при температуре, на два порядка превышающей температуру центральных областей Солнца (примерно $1{,}3 \cdot 10^7$ К).

Однако оказывается, что для протекания реакции синтеза атомных ядер достаточно температуры порядка 10^7 К. Это связано с двумя факторами: 1) при температурах, характерных для реакций синтеза атомных ядер, любое вещество находится в состоянии плазмы, распределение частиц которой подчиняется закону Максвелла; поэтому всегда имеется некоторое число ядер, энергия которых значительно превышает среднее значение; 2) синтез ядер может происходить вследствие туннельного эффекта.

Реакции синтеза легких атомных ядер в более тяжелые, происходящие при сверхвысоких температурах (примерно 10^7 К и выше), называются **термоядерными реакциями**.

Термоядерные реакции являются, по-видимому, одним из источников энергии Солнца и звезд. В принципе высказаны два предположения о возможных способах протекания термоядерных реакций на Солнце:

1) протонно-протонный, или водородный, цикл, характерный для температур примерно 10^7 К:

$$ {}^{1}_{1}p + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{2}_{1}\mathrm{H} + {}^{0}_{+1}e + {}^{0}_{0}\nu_e , $$

$$ {}^{2}_{1}\mathrm{H} + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{3}_{2}\mathrm{He} + \gamma , $$

$$ {}^{3}_{2}\mathrm{He} + {}^{3}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + 2{}^{1}_{1}p ; $$

2) углеродно-азотный, или углеродный, цикл, характерный для более высоких температур (примерно $2 \cdot 10^7$ К):

$$ {}^{12}_{6}\mathrm{C} + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{13}_{7}\mathrm{N} + \gamma , $$

$$^{13}_{7}\mathrm{N} \rightarrow {}^{13}_{6}\mathrm{C} + {}^{0}_{+1}e + {}^{0}_{0}\nu_e,$$

$$^{13}_{6}\mathrm{C} + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{14}_{7}\mathrm{N} + \gamma,$$

$$^{14}_{7}\mathrm{N} + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{15}_{8}\mathrm{O} + \gamma,$$

$$^{15}_{8}\mathrm{O} \rightarrow {}^{15}_{7}\mathrm{N} + {}^{0}_{+1}e + {}^{0}_{0}\nu_e,$$

$$^{15}_{7}\mathrm{N} + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{12}_{6}\mathrm{O} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}.$$

В результате этого цикла четыре протона превращаются в ядро гелия и выделяется энергия, равная 26,7 МэВ. Ядра же углерода, число которых остается неизменным, участвуют в реакции в роли катализатора.

Термоядерные реакции дают наибольший выход энергии на единицу массы "горючего", чем любые другие превращения, в том числе и деление тяжелых ядер. Например, количество дейтерия в стакане простой воды энергетически эквивалентно примерно 60 л бензина. Поэтому заманчива перспектива осуществления термоядерных реакций искусственным путем.

Впервые искусственная термоядерная реакция осуществлена в нашей стране (1953), а затем (через полгода) в США в виде взрыва водородной (термоядерной) бомбы, являющегося неуправляемой реакцией.

Особый интерес представляет осуществление управляемой термоядерной реакции, для обеспечения которой необходимо создание и поддержание в ограниченном объеме температуры порядка 10^8 К. Так как при данной температуре термоядерное рабочее вещество представляет собой полностью ионизованную плазму, возникает проблема ее эффективной термоизоляции от стенок рабочего объема. На данном этапе развития считается, что основной путь в этом направлении — это удержание плазмы в ограниченном объеме сильными магнитными полями специальной формы.

Начало широкого международного сотрудничества в области физики высокотемпературной плазмы и управляемого термоядерного синтеза положено работами И. В. Курчатова.

Под руководством Л. А. Арцимовича коллектив ученых Института атомной энергии (ИАЭ) им. И. В. Курчатова осуществил широкий круг исследований, результатом которых явился пуск летом 1975 г. в ИАЭ крупнейшей в мире термоядерной установки "Токамак-10" (Т-10).

В Т-10, как и во всех установках этого типа, плазма создается в

тороидальной камере, находящейся в магнитном поле, а само плазменное образование — плазменный шнур — также имеет форму тора. В Т-10 плазма с температурой примерно $(7 \div 8) \cdot 10^6$ К и плотностью примерно 10^{14} частиц/см^3 создается в объеме, приблизительно равном 5 м^3, на время около 1 с. Однако следует отметить, что до осуществления критерия Лоусона [Дж. Лоусон — английский физик (р. 1923)] — условия, необходимого для начала самоподдерживающейся термоядерной реакции, — еще остается значительный "путь": примерно 20 раз по $n\tau$ (произведение плотности частиц на время удержания плазмы) и примерно 10 раз по температуре. Результаты, полученные на Т-10, вместе с результатами, ожидаемыми на создаваемых установках (например, Т-20), по мере решения разного рода инженерно-технологических проблем служат базой для создания термоядерного реактора "Токамак".

Управляемый термоядерный синтез открывает человечеству доступ к неисчерпаемой "кладовой" ядерной энергии, заключенной в легких элементах. Наиболее заманчивой в этом смысле является возможность извлечения энергии из дейтерия, содержащегося в обычной воде. В самом деле, количество дейтерия в океанской воде составляет примерно $4 \cdot 10^{13}$ т, чему соответствует энергетический запас 10^{17} МВт · год. Другими словами, эти ресурсы не ограничены. Остается только надеяться, что решение этих проблем — дело недалекого будущего.

§ 17. Ядерная энергия. Ядерная энергетика

Расчеты показывают, что деление ядер должно сопровождаться также выделением большого количества энергии. В самом деле, удельная энергия связи для ядер средней массы составляет примерно 8,7 МэВ, в то время как для тяжелых ядер она равна 7,6 МэВ (см. § 9). Следовательно, при делении тяжелого ядра на два осколка должна освобождаться энергия, равная примерно 1,1 МэВ на один нуклон.

Эксперименты подтверждают, что при каждом акте деления действительно выделяется огромная энергия, которая распределяется между осколками (основная доля), нейтронами деления, а также между продуктами последующего распада осколков деления.

Большое значение в ядерной энергетике приобретает не только осуществление цепной реакции деления, но и управление ею. Устройства, в которых осуществляется и поддерживается управляемая цепная реакция деления, называются **ядерными реакторами.** Пуск первого в мире реактора осуществлен в Чикагском университете (1942) под руководством Э. Ферми, в России (и в Европе) — в Москве (1946) под руководством И. В. Курчатова.

Рассмотрим принцип действия реактора на тепловых нейтронах (рис. 6). В активной зоне реактора расположены тепловыделяющие элементы 1 и замедлитель 3, в котором нейтроны замедляются до тепловых скоростей. Тепловыделяющие элементы (твэлы) представляют собой блоки из делящегося материала, заключенные в герметичную оболочку, слабо поглощающую нейтроны. За счет энергии, выделяющейся при делении ядер, твэлы разогреваются, а поэтому для охлаждения они помещаются в поток теплоносителя (5 — канал для протока теплоносителя). Активная зона окружается отражателем 2, уменьшающим утечку нейтронов.

Управление цепной реакцией осуществляется специальными управляющими стержнями 4 из материалов, сильно поглощающих нейтроны (например, B, Cd). Снаружи реактор окружают защитной оболочкой 6, задерживающей γ-излучение и нейтроны.

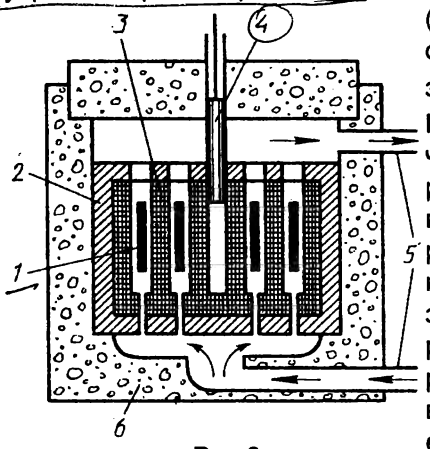

Рис.6

Параметры реактора рассчитываются так, что при полностью вставленных стержнях реакция заведомо не идет, при постепенном вынимании стержней коэффициент размножения нейтронов растет и при некотором их положении принимает значение, равное единице. В этот момент реактор начинает работать. По мере его работы количество делящегося материала в активной зоне уменьшается и происходит ее загрязнение осколками деления, среди которых могут быть сильные поглотители нейтронов. Чтобы реакция не прекратилась, из активной зоны с помощью автоматического устройства постепенно извлекаются управляющие (а часто специальные компенсирующие) стержни. Подобное управление реакцией возможно благодаря существованию запаздывающих нейтронов (см. п. 14.2), испускаемых делящимися ядрами с запаздыванием до 1 мин. Когда ядерное топливо выгорает, реакция прекращается. До нового запуска реактора выгоревшее ядерное топливо извлекают и загружают новое. В реакторе имеются также аварийные стержни, введение которых при внезапном увеличении интенсивности реакции немедленно ее обрывает.

Ядерный реактор является мощным источником проникающей радиации (нейтроны, γ-излучение), примерно в 10^{11} раз превышающей санитарные нормы. Поэтому любой реактор имеет биологическую защиту — систему экранов из защитных материалов (например, бетон, свинец, вода), располагающуюся за его отражателем, и пульт дистанционного управления.

Ядерные реакторы различаются:

1) по характеру основных материалов, находящихся в активной зоне (ядерное топливо, замедлитель, теплоноситель); в качестве делящихся и сырьевых веществ используются $^{239}_{94}\mathrm{Pu}$, $^{233}_{92}\mathrm{U}$, в качестве замедлителей — вода (обычная и тяжелая), графит, бериллий, органические жидкости и т. д., в качестве теплоносителей — воздух, вода, водяной пар, Не, CO_2 и т. д.;

2) по характеру размещения ядерного топлива и замедлителя в активной зоне: гомогенные (оба вещества равномерно смешаны друг с другом) и гетерогенные (оба вещества располагаются порознь в виде блоков);

3) по энергии нейтронов (реакторы на тепловых и быстрых нейтронах; в последних используются нейтроны деления и замедлитель вообще отсутствует);

4) по типу режима (непрерывные и импульсные);

5) по назначению (энергетические, исследовательские, реакторы по производству новых делящихся материалов, радиоактивных изотопов и т. д.).

В соответствии с рассмотренными признаками и образовались такие названия, как уран-графитовые, водо-водяные, графито-газовые реакторы и др.

Среди ядерных реакторов особое место занимают энергетические реакторы-размножители. В них наряду с выработкой электроэнергии идет процесс воспроизводства ядерного горючего в результате реакции (14.3) или (14.5). Это означает, что в реакторе на естественном или слабообогащенном уране используется не только изотоп $^{235}_{92}\mathrm{U}$, но и изотоп $^{238}_{92}\mathrm{U}$. В настоящее время основой ядерной энергетики с воспроизводством горючего являются реакторы на быстрых нейтронах.

Впервые ядерная энергия для мирных целей использована в СССР. В Обнинске под руководством И. В. Курчатова введена в эксплуатацию (1954) первая атомная электростанция мощностью 5 МВт. Принцип работы атомной электростанции на водо-водяном реакторе иллюстрирует рис. 7. Урановые блоки 1 погружены в воду 2, которая служит одновременно и замедлителем, и теплоносителем. Горячая вода (она находится под давлением и нагревается до 300°С) из верхней части активной зоны реактора поступает через трубопровод 3 в парогенератор 4, где она испаряется и охлаждается, и возвращается через трубопровод 5 в реактор. Насыщенный пар 6 через трубопровод 7 поступает в паровую турбину 8, возвращаясь после отработки

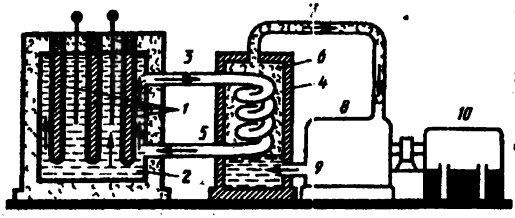

Рис. 7

через трубопровод 9 в парогенератор. Турбина вращает электрический генератор 10, ток от которого поступает в электрическую сеть.

Создание ядерных реакторов привело к промышленному применению ядерной энергии. Энергетические запасы ядерного горючего в рудах примерно на два порядка превышает запасы химических видов топлива. Поэтому, если, как предполагается, основная доля электроэнергии будет вырабатываться на АЭС, то это, с одной стороны, снизит стоимость электроэнергии, которая сейчас сравнима с вырабатываемой на тепловых электростанциях, а с другой — решит энергетическую проблему на несколько столетий и позволит использовать сжигаемые сейчас нефть и газ в качестве ценного сырья для химической промышленности.

В СНГ помимо создания мощных АЭС (например, Нововоронежской общей мощностью примерно 1500 МВт, первой очереди Ленинградской с двумя реакторами по 1000 МВт) большое внимание уделяется созданию небольших АЭС (750—1500 кВт), удобных для эксплуатации в специфических условиях, а также решению задач малой ядерной энергетики. Так, построены первые в мире передвижные АЭС, создан первый в мире реактор ("Ромашка"), в котором с помощью полупроводников происходит непосредственное преобразование тепловой энергии в электрическую (в активной зоне содержится 49 кг $^{235}_{92}U$, тепловая мощность реактора 40 кВт, электрическая — 0,8 кВт).

Огромные возможности для развития атомной энергетики открываются с созданием реакторов-размножителей на быстрых нейтронах (бридеров), в которых выработка энергии сопровождается производством вторичного горючего — плутония, что позволит кардинально решить проблему обеспечения ядерным горючим. Как показывают оценки, 1 т гранита содержит примерно 3 г $^{238}_{92}U$ и 12 г $^{232}_{90}Th$ (именно они используются в качестве сырья в реакторах-размножителях), т.е. при потреблении энергии $5 \cdot 10^8$ МВт (на два порядка выше, чем сейчас) запасов урана и тория в граните хватит на 10^9 лет.

Техника реакторов на быстрых нейтронах находится в стадии поисков наилучших инженерных решений. Первая опытно-промышленная станция такого типа мощностью 350 МВт построена в г. Шевченко на берегу Каспийского моря. Она используется для производства электроэнергии и опреснения морской воды, обеспечивая водой город и прилегающий район нефтедобычи с населением порядка 150 000 человек. Шевченковская АЭС положила начало новой "атомной отрасли" — опреснению соленых вод, которая в связи с дефицитом пресноводных ресурсов во многих районах может иметь большое значение.

§ 18. Ядерное оружие

Неуправляемая цепная реакция с большим коэффициентом размножения нейтронов осуществляется в атомной бомбе. При коэффициенте размножения нейтронов $k > 1$ возникает неуправляемая цепная реакция деления ядер с огромным выделением энергии — ядерный взрыв.

Для того чтобы происходило почти мгновенное выделение энергии (взрыв), реакция должна идти на быстрых нейтронах (без применения замедлителей). Взрывчатым веществом служит чистый уран $^{235}_{92}\mathrm{U}$ или плутоний $^{239}_{94}\mathrm{Pu}$.

Одна из возможных конструкций атомной бомбы приведена на рис. 8. В ее состав входят два куска урана $^{235}_{92}\mathrm{U}$ (или плутония $^{239}_{94}\mathrm{Pu}$) 1, а также источник первичных нейтронов 2. Масса каждого из этих кусков меньше критической. Поэтому в отдельности они взорваться не могут. Однако их суммарная масса превышает критическую. После выстреливания одного куска урана в другой с помощью запала 3 бомба взрывается.

Первая атомная бомба была испытана США в штате Нью-Мексико в 1943 г. При взрыве атомной бомбы температура в ее эпицентре достигает десятков миллионов кельвин. При такой температуре резко повышается давление (до 1012 атмосфер) и возникает мощная разрушительная ударная волна. Раскаленный газообразный шар, содержащий уран и любые другие вещества, находящиеся поблизости, быстро расширяется, сжигая и разрушая все на своем пути. Продукты цепной реакции при взрыве радиоактивны и опасны для живых организмов. Взрыв сопровождается интенсивным световым излучением, а также мощной электромагнитной волной, выводящей из строя радиоаппаратуру и средства связи.

Мощность взрыва характеризуют тротиловым эквивалентом. Мощность первого ядерного взрыва составила 20 кт, т. е. при таком взрыве выделяется такая же энергия, как и при взрыве 20 000 т тринитротолуола.

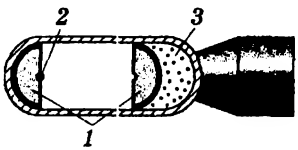

Рис. 8

Атомные бомбы были применены США в конце Второй мировой войны против Японии. В августе 1945 г. были сброшены атомные бомбы на японские города Хиросима и Нагасаки.

Неуправляемый термоядерный синтез удалось осуществить при взрыве водородной (термоядерной) бомбы. Одна из возможных конструкций водородной бомбы приведена на рис. 9. Термоядерным зарядом является твердое вещество дейтерид лития LiD. В его состав, помимо дейтерия, входит изотоп лития $^{6}_{3}\mathrm{Li}$. В качестве запала используется атомная бомба А. Сначала

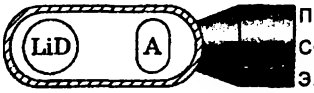

Рис. 9

происходит взрыв атомной бомбы. Он сопровождается резким ростом температуры, электромагнитным излучением, а также возникновением мощного потока нейтронов. Однако взрыв атомной бомбы используется не для повышения температуры, а для сильнейшего сжатия термоядерного топлива излучением, образующимся при взрыве.

В результате реакции нейтронов с изотопом лития образуется тритий ${}^{3}_{1}\mathrm{H}$:

$$ {}^{1}_{0}n + {}^{6}_{3}\mathrm{Li} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{3}_{1}\mathrm{H}\,. $$

Наличие дейтерия и трития при высокой температуре взрыва атомной бомбы инициирует термоядерную реакцию (16.1), которая и дает основное выделение энергии при взрыве водородной (термоядерной) бомбы. Если корпус бомбы изготовлен из природного урана ${}^{238}_{92}\mathrm{U}$, то быстрые нейтроны [уносящие 70% энергии, выделяющейся при реакции (16.1)] вызывают в нем новую цепную неуправляемую реакцию деления. Возникает третья фаза взрыва водородной бомбы. Подобным образом создается термоядерный взрыв практически неограниченной мощности.

В России основные идеи создания термоядерного взрыва были выдвинуты А. Д. Сахаровым. Ядерное оружие — оружие огромной разрушительной силы, представляющее угрозу существованию человечества. Термоядерный взрыв мощностью 20 Мт уничтожает все живое на расстоянии до 140 км от его эпицентра. Поэтому жизненно необходимыми являются международные договоры о запрещении ядерных испытаний и о нераспространении ядерного оружия и средств его доставки.

ГЛАВА 4. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ИХ СВОЙСТВА

§ 19. Уровень элементарных частиц

Физические системы и процессы, в них протекающие, можно классифицировать по разным признакам. Один из них — характерные масштабы, т. е. типичные размеры исследуемых объектов и (или) типичные расстояния между ними. Окружающие нас тела обладают "обычными" размерами и составляют макромир — предмет макроскопической физики. В том случае, когда характерные масштабы большие, порядка миллионов световых лет, речь идет о мегамире, который изучают космология и астрофизика. Если характерные масштабы не превышают 10^{-8} м, то физические

системы относят к области микромира, законы которого устанавливает квантовая физика.

Главный предмет обсуждения в данной главе — самые нижние подуровни микромира. Исходным пунктом обсуждения будет служить простая схема, представленная на рис. 10. На схеме указаны структурные уровни строения материи. Наиболее подробно расшифрована структура микромира, выделенного волнистой линией. Именно здесь расположен интересующий нас уровень элементарных частиц.

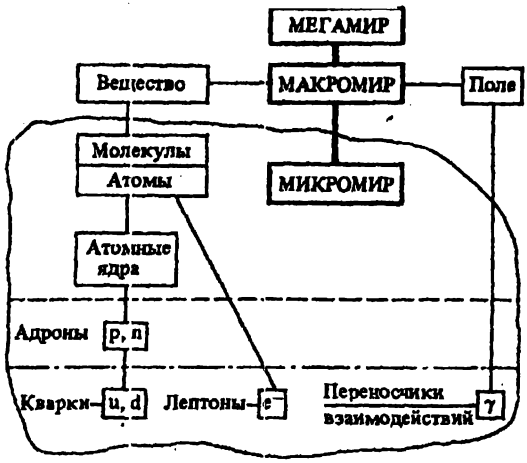

Рис. 10

В классической физике, описывающей макромир, считается, что материя существует в двух видах: в виде вещества и в виде поля (прежде всего имеется в виду электромагнитное поле). Они выступают в качестве носителей противоположных свойств — дискретности и непрерывности. Но нужно иметь в виду, что в современной физике грань между понятиями вещества и поля практически полностью стирается, и взаимоотношения между категориями дискретного и непрерывного обретают характер диалектического единства.

В XIX в. было окончательно установлено, что вещество состоит из молекул, а молекулы — из атомов. В соответствии с этим выделяется первый микроскопический уровень — атомно-молекулярный с характерными масштабами $R \approx 10^{-8} \div 10^{-10}$ м. Опыты по рассеянию α-частиц позволили Э. Резерфорду в 1911 г. установить, что в состав атома с порядковым номером Z входит массивное ядро с положительным зарядом Ze (e — элементарный заряд). Атомные ядра, будучи относительно устойчивыми, обусловливают химическую индивидуальность элементов. Они составляют ядерный уровень,

для которого характерны масштабы $R \approx 10^{-14} \div 10^{-15}$ м. В состав атома входят также электроны, но они лежат на более глубоком уровне микромира.

Протоны и нейтроны (нуклоны) составляют ядро атома. Они являются типичными представителями целого класса микрообъектов — класса адронов. Для адронного уровня характерны масштабы $R \approx 10^{-15}$ м.

Атомное ядро окружено сравнительно рыхлой и легко перестраиваемой оболочкой из Z электронов e^-. Именно электронные оболочки ответственны за химические и многие физические (в частности, оптические) свойства вещества. Это связано с тем, что электроны могут теряться атомом и присоединяться к нему, образуя положительно и отрицательно заряженные ионы. Кроме того, они могут переходить с одного энергетического уровня на другой, в результате чего атом будет испускать или поглощать кванты света. Электрон — родоначальник класса лептонов, который содержит и другие частицы.

С квантовой точки зрения элементарные возбуждения электромагнитного поля обладают всеми свойствами частиц. Они называются фотонами. В классической физике считается, что электромагнитное взаимодействие осуществляется посредством электромагнитного поля, в квантовой теории оно рассматривается как результат обмена заряженных частиц фотонами. Но наряду с электромагнитным существуют и другие фундаментальные взаимодействия. Фотон есть типичный представитель нового важнейшего класса микрообъектов — переносчиков взаимодействий.

Сравнительно недавно нуклоны, электроны и фотоны размещались на едином уровне элементарных частиц и рассматривались как его равноправные члены. Однако постепенно выяснилось, что протон и нейтрон (и вообще все адроны) являются составными микрообъектами. Они построены из некоторых более "мелких" частиц, которые обозначают символами u и d. Эти частицы принадлежат к классу кварков. Кварки, отличные от u и d, необходимы для построения других адронов, отличных от протона и нейтрона.

Сейчас, по традиции, продолжают говорить об элементарных частицах. Так называют все субъядерные микрообъекты, отделенные на рис. 10 штриховой прямой, хотя многие из них и не являются элементарными в первоначальном смысле этого слова. Данный термин повторил историю слова "атом", которое в переводе с греческого означает "неделимый".

Согласно современным воззрениям, единый ранее уровень элементарных частиц на самом деле оказывается расщепленным на два уровня. На верхнем из них — адронном — расположены составные частицы, в том числе протон p и нейтрон n. Самый нижний уровень — это уровень истинно элементарных частиц, часто называемых фундаментальными частицами. **Фундаментальные частицы** — бесструктурные элементарные частицы, которые до настоящего времени не удалось описать как составные. На рис. 10 уровень фундаментальных частиц отделен от адронного штрихпунктиром. Именно на

нем находятся электрон e^- (лептоны), фотон γ (переносчики взаимодействий), а также частицы *u* и *d* (кварки).

Существуют ли еще более глубокие уровни строения материи, в настоящее время неизвестно, хотя такие возможности обсуждаются в научной литературе и даже строятся конкретные модели (субкварки, преоны, рипюны и др.). Этот важнейший вопрос может быть решен только экспериментально. Из соотношения неопределенностей $\Delta x \Delta p \sim \hbar$ следует, что для выявления деталей структуры с размерами порядка Δr нужны зондирующие частицы с импульсами p, не меньшими $\Delta p \sim \hbar / \Delta x$. Таким образом, для изучения очень мелких деталей нужны частицы с очень большими энергиями. Интенсивные пучки заряженных частиц с высокими энергиями, необходимые для постановки соответствующих опытов, формируются ускорителями. Максимальные значения энергии, достигнутые в ускорительных лабораториях, составляют по порядку величины 103 ГэВ (1 ГэВ = 109 эВ), чему отвечают минимальные расстояния $R \sim 10^{-19}$ м. На этих расстояниях электрон еще не выявляет внутренней структуры. Но конструируются и строятся новые, все более мощные ускорители заряженных частиц (электронов, позитронов, протонов и др.), которые позволят проникнуть в глубь материи на еще меньшие расстояния. С их помощью надеются выяснить, в частности, столь ли уж фундаментальны на самом деле фундаментальные частицы, т.е. обладает ли, например, электрон какой-то структурой или не обладает.

§ 20. Общие свойства элементарных частиц

В настоящее время общее число известных элементарных частиц (вместе с античастицами) приближается к 400.

Пока мы встречались только с электроном e^- (позитроном e^+), протоном p, нейтроном *n*, фотоном γ и электронным (анти) нейтрино $(\tilde{\nu}_e)$ ν_e. Эти частицы стабильны или квазистабильны, и они существуют в природе в свободном или слабосвязанном состоянии. Так, квазистабильные нейтроны входят в состав атомных ядер, многие из которых являются абсолютно устойчивыми. Почти все остальные элементарные частицы крайне нестабильны и образуются во вторичном космическом излучении или получаются в лаборатории с помощью ускорителей, а затем быстро распадаются, превращаясь в конечном итоге в стабильные частицы.

Для описания свойств отдельных элементарных частиц вводится целый ряд физических величин, значениями которых они и различаются. Наиболее известными среди них являются масса, среднее время жизни, спин, электрический заряд, магнитный момент.

20.1. Масса

Масса m частицы выражена в энергетических единицах (МэВ или ГэВ) в соответствии с соотношением Эйнштейна $W_0 = mc^2$.

Иными словами, в таблицах приводится фактически не масса m частиц, а их энергия покоя W_0. Это удобно при составлении уравнений энергетического баланса для процессов взаимопревращений элементарных частиц. Укажем массы некоторых частиц: $m\gamma = 0$, $m_e \cong 0{,}51$ МэВ, $m_p \cong 938{,}3$ МэВ, $m_n \cong 939{,}6$ МэВ.

Наиболее тяжелая из известных сейчас частиц (промежуточный бозон) почти в 100 раз массивнее протона.

20.2. Среднее время жизни

Среднее время жизни элементарной частицы τ служит мерой стабильности частицы и выражается в секундах. Период полураспада $T_{1/2}$ в физике элементарных частиц не употребляется, а в качестве меры стабильности резонансов принимают ширину $\Gamma \sim \hbar/\tau$, выражаемую в энергетических единицах.

Электрон, протон, фотон и нейтрино абсолютно стабильны ($\tau = \infty$), во всяком случае их распады экспериментально не зарегистрированы.

Нейтрон — квазистабильная частица, и последнее экспериментальное значение его среднего времени жизни (1986) $\tau_n^{\text{эксп}} = (898 \pm 16)$ с. Существуют группы частиц со средним временем жизни порядка 10^{-6}, 10^{-8}, 10^{-10}, 10^{-13} с. У наиболее короткоживущих частиц, называемых резонансами, $\tau \sim 10^{-24} \div 10^{-23}$ с. Для нестабильных частиц в таблицах наряду с временем жизни указываются также типы распадов.

20.3. Спин

Спин — это собственный момент импульса частицы, т. е. ее момент импульса в системе отсчета покоя.

Спин не имеет классического аналога, так как элементарную частицу нельзя представлять себе в виде вращающегося шарика. Обычно спин J выражается в единицах $\hbar$ и принимает только целые и полуцелые значения. Частица со спином J имеет $2J + 1$ спиновых состояний, различающихся значениями проекции J_z, которая может быть равна $-J$, $-J + 1$, ..., $J - 1$, J. У электрона, протона, нейтрона и нейтрино $J = 1/2$, у фотона $J = 1$. Известны частицы со спинами от 0 (многие мезоны) до 6 (мезонный резонанс r, открытый

на Серпуховском ускорителе в 1983 г.).

Спин элементарной частицы — одна из важнейших ее характеристик. Значение спина однозначно определяет тип статистики, которой подчиняются данные частицы. Все частицы с целыми спинами являются бозонами (статистика Бозе — Эйнштейна), все частицы с полуцелыми спинами — фермионами (статистика Ферми — Дирака), для которых справедлив принцип Паули. Например, электроны — это фермионы, а фотоны — бозоны.

20.4. Электрический заряд

Электрический заряд элементарной частицы q — физическая величина, характеризующая способность частицы участвовать в электромагнитном взаимодействии, выраженная в единицах элементарного заряда $e \approx 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Для всех частиц, существующих в свободном состоянии, он принимает целочисленные значения — обычно 0 и ±1, для некоторых резонансов ±2. Это правило квантования электрического заряда выполняется с огромной точностью.

20.5. Вектор собственного магнитного момента

Вектор собственного магнитного момента $\vec{p}_m$ — физическая величина, характеризующая взаимодействие покоящейся частицы с внешним магнитным полем. Векторы $\vec{p}_m$ и $\vec{J}$ параллельны:

$$\vec{p}_m = \gamma \vec{J} . \qquad (20.1)$$

Если они направлены в одну сторону, то $\gamma > 0$, если в противоположные стороны, то $\gamma < 0$. Ясно также, что магнитные моменты могут быть только у частиц с ненулевыми значениями спина. Для проекции p_{mz} вектора $\vec{p}_m$ на направление оси Z можно записать

$$p_{mz} = \gamma J_z .$$

Так как J_z квантуется, то квантуется и p_{mz}. Значение p_{mz}, отвечающее максимальному значению $J_z = J$, называется просто собственным

магнитным моментом частицы и обозначается символом μ. Таким образом,

$$\mu = \gamma J .$$

Из сказанного ясно, что магнитный момент μ может быть положительным (векторы $\vec{p}_m$ и $\vec{J}$ направлены в одну сторону), отрицательным ($\vec{p}_m$ и $\vec{J}$ направлены в противоположные стороны) или равным нулю (в частности, при $J = 0$). Магнитные моменты элементарных частиц обычно выражают в единицах соответствующих магнетонов $\mu_0 = e\hbar/(2m)$. Если $m = m_e$, то μ_0 — магнетон Бора $\mu_Б$; если $m = m_p$, то получаем ядерный магнетон $\mu_я$:

$$\mu_Б = e\hbar/(2m_e), \ \mu_я = e\hbar/(2m_p) .$$

У фотона и нейтрино $\mu = 0$, а для электрона, протона и нейтрона

$$\mu_e \cong \mu_Б, \mu_p \approx 2,79\mu_я, \ \mu_т \approx 1,91\mu_я .$$

§ 21. Античастицы, аннигиляция

В 1928 г. П. Дираком было получено релятивистское волновое уравнение для электрона, которое позволило объяснить все основные свойства электрона, в том числе наличие у него спина и магнитного момента. Замечательной особенностью уравнения Дирака оказалось то, что из него для полной энергии свободного электрона получались не только положительные, но и отрицательные значения. Этот результат мог быть объяснен лишь предположением о существовании античастицы электрона — позитрона.

Гипотеза Дирака, недоверчиво воспринимавшаяся большинством физиков, была блестяще подтверждена в 1932 г. К. Андерсоном [американский физик (р. 1905); Нобелевская премия 1936 г.], обнаружившим позитрон в составе космического излучения. Существование позитронов было доказано наблюдением их треков в камере Вильсона, помещенной в магнитном поле. Эти частицы в камере отклонялись так, как отклоняется движущийся положительный заряд. Опыты показали, что позитрон $^{0}_{+1}e$ — частица с массой покоя, в точности равной массе покоя электрона, и спином $^1/_2$ (в единицах $\hbar$),

несущая положительный электрический заряд +e.

В экспериментах Жолио-Кюри впервые был обнаружен позитронный радиоактивный распад.

Энергетический β^+-спектр, как и β^--спектр, непрерывен. β^+-распад подчиняется следующему правилу смещения:

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + {}^{0}_{+1}e . $$

Процесс β^+-распада протекает так, как если бы один из протонов ядра превратился в нейтрон, испустив при этом позитрон и нейтрино:

$$ {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{1}_{0}n + {}^{0}_{+1}e + {}^{0}_{0}\nu_e , \qquad (21.1) $$

причем одновременный выброс нейтрино вытекает из тех же соображений, которые излагались при обсуждении β^--распада (см. п. 12.2). Так как масса покоя протона меньше, чем у нейтрона, то реакция (21.1) для свободного протона наблюдаться не может. Однако для протона, связанного в ядре благодаря ядерному взаимодействию частиц, эта реакция оказывается энергетически возможной.

Вскоре после опытов К. Андерсона, а также обоснования β^+-распада было установлено, что позитроны могут рождаться при взаимодействии γ-квантов большой энергии ($E\gamma > 1{,}02$ МэВ $= 2m_e c^2$) с веществом (см. п. 12.3). Этот процесс идет по схеме

$$ \gamma \rightarrow {}^{0}_{-1}e + {}^{0}_{+1}e . \qquad (21.2) $$

Электронно-позитронные пары были действительно обнаружены в помещенной в магнитное поле камере Вильсона, в которой электрон и позитрон, имеющие противоположные по знаку заряды, отклонялись в противоположные стороны.

Для выполнения соотношения (21.2) помимо выполнения законов сохранения энергии и импульса необходимо, чтобы фотон обладал целым спином, равным 0 или 1, поскольку спины электрона и позитрона равны $^1/_2$. Ряд экспериментов и теоретических выкладок привели к выводу, что спин фотона действительно равен 1 (в единицах $\hbar$).

При столкновении позитрона с электроном происходит их **аннигиляция** — процесс взаимодействия элементарной частицы с ее античастицей, в результате которого они превращаются в γ-кванты (фотоны) электромагнитного поля или в другие частицы:

$$ {}^{0}_{-1}e + {}^{0}_{+1}e \rightarrow 2\gamma . \qquad (21.3) $$

В результате электронно-позитронная пара превращается в два γ-кванта, причем энергия пары переходит в энергию фотонов. Появление в этом процессе двух γ-квантов следует из закона сохранения импульса и энергии. Реакция (21.3) подтверждена прямыми экспериментами под руководством российского ученого Л. А. Арцимовича (1909—1973). Процессы (21.2) и (21.3) — процессы возникновения и превращения электронно-позитронных пар — являются примером взаимосвязи различных форм материи: в этих процессах материя в форме вещества превращается в материю в форме электромагнитного поля, и наоборот.

Электрон и позитрон не являются единственной парой частица — античастица. На основе релятивистской квантовой теории пришли к заключению, что для каждой элементарной частицы должна существовать античастица (**принцип зарядового сопряжения**). Эксперименты показывают, что, за немногим исключением, действительно каждой частице соответствует античастица.

Из общих положений квантовой теории следует, что **античастица частицы** a — элементарная частица $\tilde{a}$, имеющая с частицей a равную массу покоя, время жизни в вакууме, одинаковые по модулю, но противоположные по знаку электрические заряды и магнитные моменты, одинаковый спин и изотопический спин, а также одинаковые остальные квантовые числа, приписываемые элементарным частицам для описания закономерностей их взаимодействия. До 1956 г. считалось, что имеется полная симметрия между частицами и античастицами, т. е. если какой-то процесс идет между частицами, то должен существовать точно такой же (с теми же характеристиками) процесс между античастицами. Однако в 1956 г. было доказано, что подобная симметрия характерна только для сильного и электромагнитного взаимодействий и нарушается для слабого.

Расчеты показывают, что для создания пары частица — античастица надо затратить энергию, превышающую удвоенную энергию покоя пары, поскольку частицам необходимо сообщить весьма значительную кинетическую энергию. Для создания p — $\tilde{p}$-пары необходима энергия примерно 4,4 ГэВ. Антипротон был действительно обнаружен экспериментально (1955) при рассеянии

протонов (ускоренных на крупнейшем в то время синхрофазотроне Калифорнийского университета) на нуклонах ядер мишени (мишенью служила медь), в результате которого рождалась пара p — $\tilde{p}$.

Антипротон отличается от протона знаками электрического заряда и собственного магнитного момента. Антипротон может аннигилировать не только с протоном, но и с нейтроном:

$$\tilde{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + \pi^- + \pi^0, \qquad (21.4)$$

$$\tilde{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0, \qquad (21.5)$$

$$\tilde{p} + n \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^- + \pi^0 + \pi^0. \qquad (21.6)$$

Годом позже (1956) на том же ускорителе удалось получить антинейтрон ($\tilde{n}$) и осуществить его аннигиляцию. Антинейтроны возникали в результате перезарядки антипротонов при их движении через вещество. Реакция перезарядки $\tilde{p}$ состоит в обмене зарядов между нуклоном и антинуклоном и может протекать по схемам

$$\tilde{p} + p \rightarrow \tilde{n} + n, \qquad (21.7)$$

$$\tilde{p} + p \rightarrow \tilde{n} + n + \pi^-. \qquad (21.8)$$

Антинейтрон $\tilde{n}$ отличается от нейтрона n знаком собственного магнитного момента. Если антипротоны — стабильные частицы, то свободный антинейтрон, если он не испытывает аннигиляции, в конце концов претерпевает распад по схеме ${}^{1}_{0}\tilde{n} \rightarrow {}^{1}_{-1}\tilde{p} + {}^{0}_{+1}e + {}^{0}_{0}\nu_e$ [ср. с (12.7)].

Античастицы были найдены также для π-мезона, каонов и гиперонов. Однако существуют частицы, которые античастиц не имеют, — это так называемые истинно нейтральные частицы. К ним относятся фотон, π_0-мезон и η-мезон (его масса равна 1074 m_e, время жизни $7 \cdot 10^{-19}$ с; распадается с образованием π-мезонов и γ-квантов). Истинно нейтральные частицы не способны к аннигиляции, но испытывают взаимные превращения, являющиеся фундаментальным свойством всех элементарных частиц. Можно сказать, что

каждая из истинно нейтральных частиц тождественна со своей античастицей.

Большой интерес и серьезные трудности представляли доказательство существования антинейтрино и ответ на вопрос, являются ли нейтрино и антинейтрино тождественными или различными частицами. Используя мощные потоки антинейтрино, получаемые в реакторах [осколки деления тяжелых ядер испытывают β-распад и, согласно (12.7), испускают антинейтрино], американские физики Ф. Рейнес и К. Коуэн (1956) надежно зафиксировали реакцию захвата электронного антинейтрино протоном:

$$ {}^{0}_{0}\tilde{\nu}_e + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{1}_{0}n + {}^{0}_{+1}e . \qquad (21.9) $$

Аналогично зафиксирована реакция захвата электронного нейтрино нейтроном:

$$ {}^{0}_{0}\nu_e + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{1}_{1}p + {}^{0}_{-1}e . \qquad (21.10) $$

Таким образом, реакции (21.9) и (21.10) явились, с одной стороны, бесспорным доказательством того, что ν_e и $\tilde{\nu}_e$ — реальные частицы, а не фиктивные понятия, введенные лишь для объяснения β-распада, а с другой — подтвердили вывод о том, что ν_e и $\tilde{\nu}_e$ — различные частицы.

Российский ученый Б. М. Понтекорво (р.1913 г.) предположил, что пара ν_e, ν_μ — различные частицы, а пара ν_μ, $\tilde{\nu}_\mu$ не тождественна паре ν_e, $\tilde{\nu}_e$, "электронных" нейтрино и антинейтрино, сопутствующих испусканию позитрона и электрона соответственно.. Согласно идее Б. М. Понтекорво американский физик Л. Ледерман (р. 1922) в 1962 г. осуществил реакцию захвата мюонного нейтрино (получались при распаде $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$) нейтронами. Оказалось, что реакция (21.10) не идет, а захват происходит по схеме

$$ {}^{0}_{0}\nu_\mu + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{1}_{1}p + \mu^- , $$

т.е. вместо электронов в реакции рождались μ^--мюоны. Это и подтверждало различие между ν_e и ν_μ. В дальнейшем эксперименты по рождению и

поглощению мюонных нейтрино показали, что ν_μ и $\widetilde{\nu}_\mu$ — различные частицы.

Существование ${}^{0}_{0}\nu_\mu$ и ${}^{0}_{0}\widetilde{\nu}_\mu$ следует из законов сохранения энергии и спина.

По современным представлениям, нейтрино и антинейтрино отличаются друг от друга **спиральностью** — квантовой характеристикой состояния элементарной частицы, определяемой как проекция спина частицы на направление ее движения (на импульс). Для объяснения экспериментальных данных предполагают, что у нейтрино спин $\vec{s}$ ориентирован антипараллельно импульсу $\vec{p}$, т.е. направления $\vec{p}$ и $\vec{s}$ образуют левый винт и нейтрино обладает левой спиральностью (рис. 11, а). У антинейтрино направления $\vec{p}$ и $\vec{s}$ образуют правый винт, т.е. антинейтрино обладает правой спиральностью (рис. 11, б). Это свойство справедливо в равной мере как для электронного, так и для мюонного нейтрино (антинейтрино).

Рис. 11

Для того чтобы спиральность могла быть использована в качестве характеристики нейтрино (антинейтрино), масса нейтрино должна приниматься равной нулю. Так, μ^--мюону приписывают правую спиральность, μ^+-мюону — левую.

После открытия столь большого числа античастиц возникла новая задача — найти антиядра, иными словами, доказать существование антивещества, которое построено из античастиц, так же как вещество построено из частиц. Антиядра действительно были обнаружены. Первое антиядро — антидейтрон (связанное состояние $\tilde{p}$ и $\tilde{n}$) — было получено в 1965 г. группой американских физиков под руководством Л. Ледермана. Впоследствии на Серпуховском ускорителе были синтезированы ядра антигелия (1970) и антитрития (1973).

Следует, однако, отметить, что возможность аннигиляции при встрече с частицами не позволяет античастицам длительное время существовать среди частиц. Поэтому для устойчивого состояния антивещества оно должно быть изолировано от вещества. Если бы вблизи известной нам части Вселенной существовало скопление антивещества, то должно было бы наблюдаться мощное аннигиляционное излучение (взрывы с выделением огромных количеств энергии). Однако пока астрофизики ничего подобного не зарегистрировали. Исследования, проводимые для поиска антиядер (в конечном счете антиматерии), и достигнутые в этом направлении первые успехи имеют фундаментальное значение для дальнейшего познания строения вещества.

§ 22. Взаимопревращения элементарных частиц

Основным экспериментальным и теоретическим методом исследования в физике микромира является метод рассеяния. Достаточно вспомнить хотя бы опыты Резерфорда, Франка — Герца, Штерна — Герлаха, Комптона. Всякий опыт по рассеянию всегда ставится так, что весь процесс можно разделить на три основных этапа.

1. Подходящие источники создают один или два параллельных пучка невзаимодействующих частиц с энергиями, примерно одинаковыми в каждом пучке. Раньше использовался один пучок, который направлялся на неподвижную мишень. В последнее время широко применяются встречные пучки — протон-протонные, протон-антипротонные, электрон-электронные, электрон-позитронные.

2. Частицы из разных пучков сближаются и вступают в область взаимодействия. В результате они рассеиваются: изменяется состояние их движения или рождаются новые частицы.

3. Рассеянные частицы расходятся на большие (в масштабах микромира) расстояния и регистрируются детекторами, назначение которых — зафиксировать образовавшиеся частицы и измерить необходимые их характеристики (массу, энергию, импульс, спин, электрический заряд и т. д.).

Основные задачи экспериментаторов состоят в изготовлении источников и детекторов, в реальном проведении опыта по рассеянию и в регистрации рассеянных частиц вместе с их характеристиками. Цель теоретиков — по заданному начальному состоянию частиц до рассеяния и известному взаимодействию между ними предсказать результат опыта, т. е. конечное состояние частиц. Но чаще всего приходится решать обратную задачу: по заданному начальному состоянию и по экспериментальным данным о конечных состояниях восстанавливать характеристики взаимодействия и детали структуры частиц.

Взаимодействия между частицами обусловливают самые разнообразные процессы. Они делятся на три большие группы.

1. При упругом рассеянии

$$a + b \to a + b \qquad (22.1)$$

(a и b — символы частиц) частицы не претерпевают превращений, а изменяют состояние своего движения. Например, рассеяние α -частиц ядрами в опытах Резерфорда, комптоновское рассеяние фотонов свободными электронами.

2. В неупругих процессах (реакциях)

$$a + b \to c_1 + \ldots + c_n \qquad (22.2)$$

сталкивающиеся частицы превращаются в частицы других сортов. Например, рождение электрон-позитронной пары, аннигиляция пары, процесс образования антипротона, реакция "перезарядки".

3. Частицы, рождающиеся в процессах рассеяния, за редкими исключениями, являются нестабильными и претерпевают распады:

$$a \to c_1 + \ldots + c_n . \qquad (22.3)$$

Например, β -распад нейтрона, распады мюонов и пионов.

Не следует думать, что при заданных начальных частицах в конечных состояниях всегда образуются строго определенные частицы. Напротив, в конце процесса обычно могут возникать с различными вероятностями различные группировки частиц. Примеры:

$$\pi^- + p \left| \begin{array}{l} \to \pi^- + p \\ \to \pi^0 + n \\ \to K^+ + \Sigma^- \\ \to \ldots \end{array} \right.$$

$$K^+ \begin{cases} \to \mu^+ + \nu_\mu \quad (63,5\%) \\ \to \pi^+ + \pi^0 \quad (21,2\%) \\ \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \quad (5,6\%) \\ \to \ldots \quad (11,7\%) \end{cases} \tag{22.4}$$

Начальная совокупность частиц называется входным каналом, их конечные совокупности — выходными каналами данного процесса. В (22.4) в скобках указаны относительные вероятности протекания процесса распада положительного каона по различным каналам.

Все процессы рассеяния и распадов управляются законами сохранения, из которых отметим законы сохранения энергии, импульса, момента импульса и электрического заряда. **Энергия процесса** Q является важной характеристикой любого превращения частиц и определяется как разность кинетических энергий конечных и начальных частиц:

$$Q = \sum_{\alpha=1}^{n} W_K^\alpha - \left(W_K^a + W_K^b\right), \text{ или } Q = \sum_{\alpha=1}^{n} W_K^\alpha, \tag{22.5}$$

где первая формула относится к процессам рассеяния, а вторая — к распадным процессам (в последнем случае частица a считается покоящейся). Записывая законы сохранения полной релятивистской энергии

$$W^a + W^b = \sum_{\alpha=1}^{n} W^\alpha, \text{ или } W^a = \sum_{\alpha=1}^{n} W^\alpha, \tag{22.6}$$

и учитывая, что для каждой частицы W складывается из ее энергии покоя и кинетической энергии ($W = mc^2 + W_k$), получаем простые формулы для вычисления энергии процесса:

$$Q = \left[\left(m_a + m_b\right) - \sum_{\alpha=1}^{n} m_\alpha\right] c^2, \text{ или}$$

$$Q = \left[m_a - \sum_{\alpha=1}^{n} m_\alpha\right] c^2. \tag{22.7}$$

Если массы выражены в энергетических единицах, то множитель c^2 писать не нужно.

В любом упругом процессе (22.1) энергия не выделяется и не поглощается, а потому для него всегда $Q = 0$. Все прочие процессы подразделяются на экзотермические ($Q > 0$), протекающие с выделением энергии, и эндотермические ($Q < 0$), протекающие с поглощением энергии. Из этих определений и формул (22.7) следует, что в экзотермических процессах часть начальной энергии покоя превращается в кинетическую энергию, а в эндотермических процессах происходит превращение кинетической энергии в энергию покоя образующихся частиц.

Любой распад по самой своей сути является экзотермическим процессом. Из неравенства $Q > 0$ и второй формулы (22.7) приходим к необходимому условию распада общего вида (22.3):

$$m_a \geq \sum_{\alpha=1}^{n} m_\alpha \ . \qquad (22.8)$$

Пример: с одной стороны, свободный нейтрон претерпевает β^--распад $n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e$ с выделением энергии

$$Q = \left\{ m_n - \left(m_p + m_e \right) \right\} c^2 \approx 0,78 \text{ МэВ}.$$

С другой стороны, протон легче нейтрона, и в свободном состоянии он не будет распадаться по схеме $n \to p + e^+ + \nu_e$. Протон может испытывать β^+-распад, но только находясь в связанном состоянии внутри атомного ядра.

Неупругие процессы (реакции) типа (22.2) бывают как экзотермические ($Q > 0$), так и эндотермические ($Q < 0$). Согласно первой формуле (22.7), тип конкретной реакции и ее энергия определяются значениями масс соответствующих частиц. Если реакция эндотермическая, то она протекает не при всех энергиях сталкивающихся частиц, а только при энергиях, превышающих некоторую минимальную. Эта минимальная кинетическая энергия начальных частиц, начиная с которой реакция становится энергетически возможной, называется пороговой энергией (или просто порогом) $W_{порог}$ данной реакции.

Если в начальном состоянии суммарный импульс частиц не равен нулю,

то и полный импульс образующихся частиц отличен от нуля (закон сохранения импульса). Поэтому в общем случае часть начальной кинетической энергии должна обязательно затрачиваться на движение центра масс образующихся частиц. Иными словами, начальная кинетическая энергия не только "порождает" массу (точнее, энергию покоя), но и разгоняет ее. Отсюда ясно, что пороговая энергия не меньше поглощаемой энергии:

$$W_{\text{порог}} \geq |Q|. \qquad (22.9)$$

Совпадают эти величины лишь при условии, что полный импульс системы частиц равен нулю, т.е. когда реакции осуществляются на встречных пучках. Поэтому и выгодно их использовать, если требуется генерировать частицы с как можно большими массами: в принципе, в энергию покоя может превратиться вся энергия частиц из встречных пучков.

Рассмотрим несколько числовых примеров. Реакция аннигиляции электрон-позитронной пары (21.3) — экзотермическая с $Q = 2m_e c^2 \approx 1{,}02$ МэВ. Реакция рождения электрон-позитронной пары (21.2) — эндотермическая с $Q = -2m_e c^2 \approx -1{,}02$ МэВ. Порог этой реакции в случае покоящегося ядра X несколько больше $|Q|$, но из-за существенного различия в массах электрона и ядра это различие оказывается очень маленьким, составляя лишь сотые или даже тысячные доли процента.

Еще один пример: реакция рождения антипротона $p + p \to p + p + p + \tilde{p}$ также эндотермическая, с $Q = -2m_e c^2 \approx 1{,}9$ ГэВ. Если один из начальных протонов покоится, то $W_{\text{порог}} = 6m_p c^2 \approx 5{,}7$ ГэВ, что уже втрое превышает $|Q|$. Но если начальные протоны принадлежат встречным пучкам, то $W_{\text{порог}} = 2m_p c^2 = |Q|$.

Итак, элементарные частицы обладают фундаментальным и весьма удивительным свойством — способностью к взаимопревращениям. Следует отметить, что образующиеся частицы не содержатся в исходных частицах, а рождаются непосредственно в процессах их соударений (рассеяния) или распадов. Для пояснения заметим, что фотон также не содержится в составе атома, а рождается непосредственно при переходе электрона с одного энергетического уровня на другой.

Именно в процессах взаимопревращений и открывают ранее неизвестные частицы. Для этого сталкивают друг с другом известные стабильные частицы с как можно более высокими энергиями, а затем исследуют продукты протекающих реакций и те фрагменты, на которые распались образовавшиеся частицы. Укажем в качестве примера две реакции, в которых были открыты странные частицы:

$$\pi^- + p \to K^+ + \Sigma^-,$$
$$p + p \to K^+ + \Lambda^0 + p. \qquad (22.10)$$

Подчеркнем еще раз, что для процессов взаимопревращаемости элементарных частиц, обусловленных сильными взаимодействиями, выполняются все законы сохранения [энергии, импульса, момента импульса, зарядов (электрического, лептонного и барионного), изоспина, странности и четности]. В процессах, обусловленных слабыми взаимодействиями, не сохраняются только изоспин, странность и четность.

До начала 50-х годов основным источником частиц с высокими энергиями служило космическое излучение (см. § 7).

Достоинство космического излучения как источника частиц — чрезвычайная широта энергетического диапазона: средняя энергия примерно 10^{10} эВ, максимальная энергия порядка 10^{20} эВ. Существенные его недостатки — неконтролируемость опытов, редкость нужных событий, большие экспериментальные трудности (прецизионную аппаратуру приходится поднимать на большую высоту).

Основными источниками частиц, применяемыми в настоящее время, являются ускорители.

Они формируют интенсивные пучки заряженных частиц (электронов, протонов и тяжелых ионов) с высокими энергиями. Максимальная энергия электронов, достигнутая в лаборатории, составляет 35 ГэВ, максимальная энергия протонов — 10^3 ГэВ. Конструируются и строятся еще более мощные установки. При взаимодействии первичного пучка с мишенью получаются вторичные пучки элементарных частиц и атомных ядер, не существующих в природе в естественном состоянии. Из продуктов распада вторичных частиц могут быть сформированы третичные пучки частиц и т. д. В частности, только таким способом могут быть получены достаточно интенсивные пучки электронных и мюонных нейтрино (антинейтрино) с высокими энергиями. Каждый из пучков направляется на свою мишень и исследуются соответствующие процессы рассеяния. Это позволяет получить богатый спектр самых разнообразных частиц, а также изучить характеристики их взаимодействий и внутреннюю структуру.

Коллайдеры — эффективные установки со встречными пучками для генерации новых частиц. В них сталкивающиеся частицы обладают равными по модулю, но противоположно направленными импульсами. При этом один из пучков формируется основным ускорителем, а другой — накопительным кольцом, в которое инжектируются первичные или вторичные частицы от ускорителя. Накопительное кольцо помещается в сильное магнитное поле, индукция которого перпендикулярна его плоскости, а внутри кольца

поддерживается высочайший вакуум. Благодаря этому заряженные частицы (электроны, позитроны, протоны или антипротоны) могут циркулировать в накопительном кольце многие сутки без существенных потерь. Можно показать, что энергия обычного ускорителя (с неподвижной мишенью), эквивалентного ускорителю со встречными пучками с энергией W_c, вычисляется по формуле

$$W \approx 2W_c^2/(mc^2). \qquad (22.11)$$

Отсюда видно, что выигрыш в энергии действительно может быть колоссальным, причем он пропорционален квадрату энергии сталкивающихся частиц и обратно пропорционален их массе. По последней причине особенно эффективны электрон-электронные и электрон-позитронные коллайдеры. Встречные пучки впервые реализованы в СССР (1967). В крупнейших современных установках сталкиваются протоны и антипротоны с энергиями W_c = 270 ГэВ, электроны и позитроны с энергиями W_c = 19 ГэВ. С помощью формулы (22.11) сразу получим, что в последнем случае энергия эквивалентного обычного ускорителя равна $W \approx 1{,}5 \cdot 10^{15}$ эВ, т. е. она гораздо больше средней энергии частиц космического излучения.

§ 23. Фундаментальные взаимодействия

Согласно современным представлениям, в природе осуществляются четыре типа фундаментальных взаимодействий: сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное.

Сильное, или ядерное, взаимодействие обусловливает связь протонов и нейтронов в ядрах атомов и обеспечивает исключительную прочность этих образований, лежащую в основе стабильности вещества в земных условиях.

Электромагнитное взаимодействие характеризуется как взаимодействие, в основе которого лежит связь с электромагнитным полем. Оно характерно для всех элементарных частиц, за исключением нейтрино, антинейтрино и фотона. Электромагнитное взаимодействие, в частности, ответственно за существование атомов и молекул, обусловливая взаимодействие в них положительно заряженных ядер и отрицательно заряженных электронов.

Слабое взаимодействие — наиболее медленное из всех взаимодействий, протекающих в микромире. Оно ответственно за взаимодействие частиц, происходящее с участием нейтрино или антинейтрино (например, β-распад, μ-распад), а также за безнейтринные процессы распада, характеризующиеся довольно большим временем жизни распадающейся частицы ($\tau \geq 10^{-10}$ с).

Гравитационное взаимодействие присуще всем без исключения частицам,

однако из-за малости масс элементарных частиц оно пренебрежимо мало и, по-видимому, в процессах микромира несущественно.

Сильное взаимодействие примерно в 100 раз превосходит электромагнитное и в 10^{14} раз — слабое. Чем сильнее взаимодействие, тем с большей интенсивностью протекают процессы. Так, время жизни частиц, называемых резонансами, распад которых описывается сильным взаимодействием, составляет примерно 10^{-23} с; время жизни π^0-мезона, за распад которого ответственно электромагнитное взаимодействие, составляет 10^{-16} с; для распадов, за которые ответственно слабое взаимодействие, характерны времена жизни 10^{-10} — 10^{-8} с. Как сильное, так и слабое взаимодействия — короткодействующие. Радиус действия сильного взаимодействия составляет примерно 10^{-15} м, слабого — не превышает 10^{-19} м. Радиус действия электромагнитного взаимодействия практически не ограничен.

Элементарные частицы принято делить на три группы:

1) фотоны; эта группа состоит всего лишь из одной частицы — фотона — кванта электромагнитного излучения;

2) **лептоны** (от греч. "лептос" — легкий) — элементарные частицы, участвующие только в электромагнитном и слабом взаимодействиях. К лептонам относятся электронное и мюонное нейтрино, электрон, мюон и открытый в 1975 г. тяжелый лептой — τ-лептон, или таон, с массой примерно $3487m_e$, а также соответствующие им античастицы. Название лептонов связано с тем, что массы первых известных лептонов были меньше масс всех других частиц. К лептонам относится также таонное нейтрино, существование которого в последнее время также установлено;

3) **адроны** (от греч. "адрос" — крупный, сильный) — элементарные частицы, участвующие наряду с электромагнитным и слабым в сильном взаимодействии. Из рассмотренных выше частиц к ним относятся протон, нейтрон, пионы и каоны.

Для всех типов взаимодействия элементарных частиц выполняются законы сохранения энергии, импульса, момента импульса и электрического заряда.

Характерным признаком сильных взаимодействий является зарядовая независимость ядерных сил. Как уже указывалось (см. § 11), ядерные силы, действующие между парами р—р, *n*—*n* или р—*n*, одинаковы. Поэтому если бы в ядре осуществлялось только сильное взаимодействие, то зарядовая независимость ядерных сил привела бы к одинаковым значениям масс нуклонов (протонов и нейтронов) и всех π-мезонов. Различие в массах нуклонов и соответственно π-мезонов обусловлено электромагнитным взаимодействием: энергии взаимодействующих заряженных и нейтральных

частиц различны, поэтому и массы заряженных и нейтральных частиц оказываются неодинаковыми.

Зарядовая независимость в сильных взаимодействиях позволяет близкие по массе частицы рассматривать как различные зарядовые состояния одной и той же частицы. Так, нуклон образует дублет (нейтрон, протон), π-мезоны — триплет (π^+, π^-, π^0) и т. д. Подобные группы "похожих" элементарных частиц, одинаковым образом участвующих в сильном взаимодействии, имеющие близкие массы и отличающиеся зарядами, называют **изотопическими мультиплетами**. Каждый изотопический мультиплет характеризуют **изотопическим спином** (изоспином) — одной из внутренних характеристик адронов, определяющей число (n) частиц в изотопическом мультиплете: $n = 2I+1$. Тогда изоспин нуклона $I = {}^1/_2$ (число членов в изотопическом мультиплете нуклона равно двум), изоспин пиона $I = 1$ ($n = 3$) и т. д. Изотопический спин характеризует только число членов в изотопическом мультиплете и никакого отношения к рассматриваемому ранее спину не имеет.

Исследования показали, что во всех процессах, связанных с превращениями элементарных частиц, обусловленных зарядово-независимыми сильными взаимодействиями, выполняется **закон сохранения изотопического спина**. Для электромагнитных и слабых взаимодействий этот закон не выполняется. Так как электрон, позитрон, фотон, мюоны, нейтрино и антинейтрино в сильных взаимодействиях участия не принимают, то им изотопический спин не приписывается.

§ 24. Лептоны

К группе лептонов относятся электрон, мюон, таон, соответствующие им нейтрино, а также их античастицы. Все лептоны имеют спин, равный ${}^1/_2$, и, следовательно, являются фермионами, подчиняясь статистике Ферми — Дирака.

Поскольку лептоны в сильных взаимодействиях не участвуют, изотопический спин им не приписывается. Странность лептонов равна нулю.

Элементарным частицам, относящимся к группе лептонов, приписывают так называемое лептонное число (лептонный заряд) L. Обычно принимают, что $L = +1$ для лептонов (e^-, μ^-, τ^-, ν_e, ν_μ, ν_τ), $L = -1$ для антилептонов (e^+, μ^+, τ^+, $\tilde{\nu}_e$, $\tilde{\nu}_\mu$, $\tilde{\nu}_\tau$) и $L = 0$ для всех остальных элементарных частиц. Введение L позволяет сформулировать **закон сохранения лептонного числа**: в замкнутой системе при всех без исключения процессах взаимопревращаемости элементарных частиц лептонное число сохраняется.

Теперь понятно, почему при распаде (12.7) нейтральная частица названа

антинейтрино, а при распаде (21.1) — нейтрино. Так как у электрона и нейтрино $L = +1$, а у позитрона и антинейтрино $L = -1$, то закон сохранения лептонного числа выполняется лишь при условии, что антинейтрино возникает вместе с электроном, а нейтрино — с позитроном.

Теперь подробно рассмотрим мюоны и их свойства.

К. Андерсон и С. Неддермейер, изучая поглощение жесткого компонента вторичного космического излучения в свинцовых фильтрах с помощью камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле, обнаружили (1936) частицы массой, близкой к ожидаемой ($207m_e$). Они были названы впоследствии мюонами. Доказано, что жесткий компонент вторичного космического излучения состоит в основном из мюонов, которые, как будет показано ниже, образуются вследствие распада более тяжелых заряженных частиц (π - и К-мезонов). Так как масса мюонов большая, то радиационные потери для них пренебрежимо малы, а поэтому жесткий компонент вторичного излучения обладает большой проникающей способностью.

Существуют положительный (μ^+) и отрицательный (μ^-) мюоны; заряд мюонов равен элементарному заряду e. Масса мюонов (оценивается по производимому ими ионизационному действию) равна $206{,}8m_e$, время жизни μ^+- и μ^--мюонов одинаково и равно $2{,}2 \cdot 10^{-6}$ с. Исследования изменения интенсивности жесткого компонента вторичного космического излучения с высотой показали, что на меньших высотах потоки мюонов менее интенсивны. Это говорит о том, что мюоны претерпевают самопроизвольный распад, являясь, таким образом, нестабильными частицами.

Распад мюонов происходит по следующим схемам:

$$\mu^+ \rightarrow {}^{0}_{+1}e + {}^{0}_{0}\nu_e + {}^{0}_{0}\tilde{\nu}_\mu \,, \qquad (24.1)$$

$$\mu^- \rightarrow {}^{0}_{-1}e + {}^{0}_{0}\tilde{\nu}_e + {}^{0}_{0}\nu_\mu \,, \qquad (24.2)$$

где ${}^{0}_{0}\nu_\mu$ и ${}^{0}_{0}\tilde{\nu}_\mu$ — соответственно "мюонные" нейтрино и антинейтрино.

Из схем распада (24.1) и (24.2) следует, что спины мюонов, как и электрона, должны быть равны 1/2 (в единицах $\hbar$), так как спины нейтрино (1/2) и антинейтрино (—1/2) взаимно компенсируются.

Дальнейшие эксперименты привели к выводу, что мюоны не взаимодействуют или взаимодействуют весьма слабо с атомными ядрами, иными словами, являются ядерно-неактивными частицами.

§ 25. Адроны

Основную часть элементарных частиц составляют адроны. К группе адронов относятся пионы, каоны, η-мезон, нуклоны, гипероны, а также их античастицы (в табл. 2 приведены не все адроны).

Адронам приписывают барионное число (барионный заряд) B. Адроны с B = 0 образуют подгруппу мезонов (пионы, каоны, η-мезон), а адроны с B = +1 образуют подгруппу барионов (от греч. "барис" — тяжелый; сюда относятся нуклоны и гипероны). Для лептонов и фотона B = 0. Если принять для барионов B = +1, для антибарионов (антинуклоны, антигипероны) B = –1, а для всех остальных частиц B = 0, то можно сформулировать **закон сохранения барионного числа**: в замкнутой системе при всех процессах взаимопревращаемости элементарных частиц барионное число сохраняется.

Из закона сохранения барионного числа следует, что при распаде бариона наряду с другими частицами обязательно образуется барион. Примерами сохранения барионного числа являются реакции (21.4) — (21.8). Барионы имеют спин, равный 1/2 (только спин Ω^--гиперона равен 3/2), т. е. барионы, как и лептоны, являются фермионами.

Странность S для различных частиц подгруппы барионов имеет разные значения (см. табл. 2).

Мезоны имеют спин, равный нулю, и, следовательно, являются бозонами, подчиняясь статистике Бозе — Эйнштейна. Для мезонов лептонные и барионные числа равны нулю. Из подгруппы мезонов только каоны обладают $S = +1$, а пионы и η-мезоны имеют нулевую странность.

С. Пауэлл (1903 — 1969; английский физик) с сотрудниками, подвергая на большой высоте ядерные фотоэмульсии действию космических лучей (1947), обнаружили ядерно-активные частицы — так называемые π-мезоны (от греч. "мезос" — средний), или пионы. В том же году пионы были получены искусственно в лабораторных условиях при бомбардировке мишеней из Be, C и Cu α-частицами, ускоренными в синхроциклотроне до 300 МэВ. π-мезоны сильно взаимодействуют с нуклонами и атомными ядрами и, по современным представлениям, обусловливают существование ядерных сил.

Существуют положительный (π^+), отрицательный (π^-) (их заряд равен элементарному заряду e) и нейтральный (π^0) мезоны. Масса π^+- и π^--мезонов одинакова и равна $273{,}1m_e$, масса π^0-мезона равна $264{,}1m_e$. Все пионы нестабильны: время жизни соответственно для заряженных и нейтрального π-мезонов составляет $2{,}6 \cdot 10^{-8}$ и $0{,}8 \cdot 10^{-16}$ с.

Распад заряженных пионов происходит в основном по схемам:

$$\pi^+ \to \mu^+ + {}^0_0\nu_\mu , \qquad (25.1)$$

$$\pi^- \to \mu^- + {}^0_0\tilde{\nu}_\mu , \qquad (25.2)$$

где мюоны испытывают дальнейший распад по рассмотренным выше схемам (24.1) и (24.2). Из схем распада (25.1) и (25.2) следует, что спины заряженных π-мезонов должны быть либо целыми (в единицах $\hbar$), либо равны нулю. Спины заряженных π-мезонов, по ряду других экспериментальных данных, оказались равными нулю. Нейтральный пион распадается на два γ-кванта:

$$\pi^0 \to 2\gamma .$$

Спин π^0-мезона, так же как и спин π^+-мезона, равен нулю.

Исследования в космических лучах методом фотоэмульсий (1949) и изучение реакций с участием частиц высоких энергий, полученных на ускорителях, привели к открытию К-мезонов, или каонов, — частиц с нулевым спином и с массами, приблизительно равными $970m_e$. В настоящее время известно четыре типа каонов: положительно заряженный (K^+), отрицательно заряженный (K^-) и два нейтральных (K^0 и $\tilde{K}^0$). Время жизни К-мезонов лежит в пределах $10^{-8} \div 10^{-10}$ с в зависимости от их типа.

Существует несколько схем распада К-мезонов. Распад заряженных К-мезонов происходит преимущественно по схемам:

$$\begin{cases} K^+ \to \mu^+ + {}^0_0\nu_\mu \quad \left(K^- \to \mu^- + {}^0_0\tilde{\nu}_\mu\right), \\ K^+ \to \pi^+ + \pi^0 \quad \left(K^- \to \pi^- + \pi^0\right), \\ K^+ \to e^+ + \pi^0 + \nu_e \quad \left(K^- \to e^- + \pi^0 + \tilde{\nu}_e\right). \end{cases}$$

Распад нейтральных К-мезонов в основном происходит по следующим схемам (в порядке убывания вероятности распада):

для короткоживущих (K^0_S)

$$\begin{cases} K_S^0 \to \pi^+ + \pi^-, \\ K_S^0 \to \pi^0 + \pi^0, \end{cases}$$

для долгоживущих (K_L^0)

$$K_L^0 \to \pi^+ + e^- + \tilde{\nu}_e, \quad K_L^0 \to \pi^- + \mu^+ + \nu_\mu,$$
$$K_L^0 \to \pi^- + e^+ + \nu_e, \quad K_L^0 \to \pi^0 + \pi^0 + \pi^0,$$
$$K_L^0 \to \pi^+ + \mu^- + \tilde{\nu}_\mu \quad K_L^0 \to \pi^+ + \pi^- + \pi^0.$$

В ядерных фотоэмульсиях (конец 40-х годов) и на ускорителях заряженных частиц (50-е годы) обнаружены тяжелые нестабильные элементарные частицы массой, большей массы нуклона, названные гиперонами (от греч. hyper — сверх, выше). Известно несколько типов гиперонов: лямбда (Λ^0), сигма ($\Sigma^0, \Sigma^+, \Sigma^-$), кси ($\Xi^+, \Xi^-$) и омега ($\Omega^-$).

Существование Ω^--гиперона следовало из предложенной (1961) М. Гелл-Манном (р. 1929) (американский физик; Нобелевская премия 1969 г.) схемы для классификации сильно взаимодействующих элементарных частиц. Все известные в то время частицы укладывались в эту схему, но в ней оставалось одно незаполненное место, которое должна была занять отрицательно заряженная частица массой, равной примерно $3284m_e$. В результате специально поставленного эксперимента был действительно обнаружен Ω^--гиперон массой $3273m_e$.

Гипероны имеют массы в пределах $(2183 \div 3273)m_e$, их спин равен $^1/_2$ (только спин Ω^--гиперона равен $^3/_2$), время жизни приблизительно 10^{-10} с (для Σ^0-гиперона время жизни равно приблизительно 10^{-20} с). Они участвуют в сильных взаимодействиях, т.е. принадлежат к группе адронов. Гипероны распадаются на нуклоны и легкие частицы (π-мезоны, электроны, нейтрино и γ-кванты).

Детальное исследование рождения и превращения гиперонов привело к установлению новой квантовой характеристики адронов — так называемой **странности**. Ее введение оказалось необходимым для объяснения ряда парадоксальных (с точки зрения существовавших представлений) свойств этих частиц. Дело в том, что гипероны должны были, как представлялось, обладать временем жизни примерно 10^{-23} с, что в 10^{13} раз (!) меньше установленного на опыте. Подобное время жизни можно объяснить лишь тем,

что распад гиперонов происходит в результате слабого взаимодействия. Кроме того, оказалось, что всякий раз гиперон рождается в паре с К-мезоном. Например, в реакции

$$p + \pi^- \rightarrow \Lambda^0 + K^0 \qquad (25.3)$$

с Λ^0-гипероном всегда рождается K^0-мезон, в поведении которого обнаруживаются те же особенности, что и у гиперона. Распад же Λ^0-гиперона происходит по схеме

$$\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p\,. \qquad (25.4)$$

Особенности поведения гиперонов и К-мезонов были объяснены в 1955 г. М. Гелл-Манном с помощью квантового числа — странности S, которая сохраняется в процессах сильного и электромагнитного взаимодействий. Если приписать каонам $S = 1$, а Λ^0- и Σ-гиперонам $S = -1$ и считать, что у нуклонов и π-мезонов $S = 0$, то сохранение суммарной странности частиц в сильном взаимодействии объясняет как совместное рождение Λ^0-гиперона с K^0-мезоном, так и невозможность распада частиц с не равной нулю странностью за счет сильного взаимодействия на частицы, странность которых равна нулю. Реакция (25.4) идет с нарушением странности, поэтому она не может происходить в результате сильного взаимодействия. Ξ-гиперонам, которые рождаются совместно с двумя каонами, приписывают $S = -2$; Ω-гиперонам — $S = -3$.

Из закона сохранения странности следовало существование частиц, таких, как $\tilde{K}^0$-мезон, Σ^0-, Ξ^0-гипероны, которые впоследствии были обнаружены экспериментально. Каждый гиперон имеет свою античастицу.

Элементарным частицам приписывают еще одну квантово-механическую величину — **четность** P — квантовое число, характеризующее симметрию волновой функции элементарной частицы (или системы элементарных частиц) относительно зеркального отражения. Если при зеркальном отражении волновая функция частицы не меняет знака, то четность частицы $P = +1$ (положительная), если меняет знак, то четность частицы $P = -1$ (отрицательная).

Из квантовой механики вытекает закон сохранения четности, согласно которому при всех превращениях, претерпеваемых системой частиц, четность состояния не изменяется. Сохранение четности связано со свойством зеркальной симметрии пространства и указывает на инвариантность законов

природы по отношению к замене правого левым, и наоборот. Однако исследования распадов К-мезонов привели американских физиков Т. Ли и Ч. Янга (1956 г.; Нобелевская премия 1957 г.) к выводу о том, что в слабых взаимодействиях закон сохранения четности может нарушаться. Целый ряд опытов подтвердили это предсказание. Таким образом, **закон сохранения странности и четности** может быть сформулирован так: во всех процессах, связанных с превращениями элементарных частиц, обусловленных зарядово-независимыми сильными и электромагнитными взаимодействиями, четность и странность сохраняются.

§ 26. Классификация элементарных частиц

В многообразии элементарных частиц, известных к настоящему времени, обнаруживается более или менее стройная система классификации. Для ее пояснения в табл. 2 представлены основные характеристики рассмотренных выше элементарных частиц. Характеристики античастиц не приводятся, поскольку, как указывалось в § 21, модули зарядов и странности, массы, спины, изотопические спины и время жизни частиц и их античастиц одинаковы, они различаются лишь знаками зарядов и странности, а также знаками других величин, характеризующих их электрические (а следовательно, и магнитные) свойства. В таблице нет также античастиц фотона и π^0- и η^0-мезонов, так как антифотон и антипи-ноль- и антиэта-ноль-мезоны тождественны с фотоном и π^0- и η^0-мезонами.

В табл. 2 элементарные частицы объединены в три группы (см. § 23): фотоны, лептоны и адроны. Элементарные частицы, отнесенные к каждой из этих групп, обладают общими свойствами и характеристиками, которые отличают их от частиц другой группы.

К группе фотонов относится единственная частица — фотон, который переносит электромагнитное взаимодействие. В электромагнитном взаимодействии участвуют в той или иной степени все частицы, как заряженные, так и нейтральные (кроме нейтрино).

Таблица 2

Классификация элементарных частиц

Группа		Название частицы	Символ: частицы	Символ: анти-частицы	Заряд, ед. e	Масса покоя, ед. m_e	Спин, ед. $\hbar$	Изоспин I	Лептонное число L	Барионное число B	Странность S	Приблизительное время жизни, с
Фотоны		Фотон	γ		0	0	1	—	0	0	0	Стабилен
Лептоны		Электрон	e^-	e^+	1	1	$^1/_2$	—	+1	0	0	Стабилен
		Электронное нейтрино	ν_e	$\tilde{\nu}_e$	0	0	$^1/_2$	—	+1	0	0	Стабильно
		Мюон	μ^-	μ^+	1	206,8	$^1/_2$	—	+1	0	0	$\approx 10^{-6}$
		Мюонное нейтрино	ν_μ	$\tilde{\nu}_\mu$	0	0	$^1/_2$	—	+1	0	0	Стабильно
		Таон	τ^-	τ^+	1	3487	$^1/_2$	—	+1	0	0	$\approx 10^{-12}$
		Таонное нейтрино	ν_τ	$\tilde{\nu}_\tau$	0	0	$^1/_2$	—	+1	0	0	?
Адроны	Мезоны	Пионы	π^0		0	264,1	0	1	0	0	0	$\approx 10^{-16}$
			π^+	π^-	1	273,1	0	1	0	0	0	$\approx 10^{-8}$
		Каоны	K^0	$\tilde{K}^0$	0	974,0	0	$^1/_2$	0	0	+1	$10^{-10} \div 10^{-8}$
			K^+	K^-	1	966,2	0	$^1/_2$	0	0	+1	$\approx 10^{-8}$
		Эта-мезон	η^0		1	1074	0	—	0	0	0	$\approx 10^{-19}$
	Барионы	Протон	p	$\tilde{p}$	1	1836,2	$^1/_2$	$^1/_2$	0	+1	0	Стабилен
		Нейтрон	n	$\tilde{n}$	0	1838,7	$^1/_2$	$^1/_2$	0	+1	0	$\approx 10^3$
		Гипероны: лямбда	Λ^0	$\tilde{\Lambda}^0$	0	2183	$^1/_2$	0		+1	-1	$\approx 10^{-10}$
		сигма	Σ^0	$\tilde{\Sigma}^0$	0	2334	$^1/_2$	1	0	+1	-1	$\approx 10^{-20}$
			Σ^+	$\tilde{\Sigma}^+$	1	2328	$^1/_2$	1	0	+1	-1	$\approx 10^{-10}$
			Σ^-	$\tilde{\Sigma}^-$	1	2343	$^1/_2$	1	0	+1	-1	$\approx 10^{-10}$
		кси	Ξ^0	$\tilde{\Xi}^0$	0	2573	$^1/_2$	$^1/_2$	0	+1	-2	$\approx 10^{-10}$
			Ξ^-	$\tilde{\Xi}^-$	1	2586	$^1/_2$	$^1/_2$	0	+1	-2	$\approx 10^{-10}$
		омега	Ω^-	$\tilde{\Omega}^-$	1	3273	$^3/_2$	0	0	+1	-3	$\approx 10^{-10}$

§ 27. Кварки

Развитие работ по классификации элементарных частиц все время сопровождалось поисками новых, более фундаментальных частиц, которые могли бы служить базисом для построения всех адронов. Гипотеза о существовании таких частиц, названных кварками, была высказана независимо друг от друга (1964) австрийским физиком Дж. Цвейгом (р. 1937) и Гелл-Манном.

Кварки — фундаментальные частицы, участвующие в сильном взаимодействии, являющиеся фермионами с дробным электрическим зарядом $\pm 2/3e$, $\pm 1/3e$ и дробным барионным зарядом $\pm 1/3$.

Согласно модели Гелл-Манна — Цвейга, все известные в то время адроны можно было построить, постулировав существование трех типов кварков (*u*, *d*, *s*) и соответствующих антикварков ($\tilde{u}$, $\tilde{d}$, $\tilde{s}$), если им приписать характеристики, указанные в табл. 3 (в том числе дробные электрические и барионные заряды). Самое удивительное свойство кварков связано с их электрическим зарядом, поскольку еще никто не находил частицы с дробным значением элементарного электрического заряда. Спин кварка равен $^1/_2$, поскольку только из фермионов можно "сконструировать" как фермионы (нечетное число фермионов), так и бозоны (четное число фермионов).

Адроны строятся из кварков следующим образом: мезоны состоят из пары кварк — антикварк, барионы — из трех кварков (антибарион — из трех антикварков).

Так, например, пион π^+ имеет кварковую структуру $u\tilde{d}$, пион π^- — $\tilde{u}d$, каон K^+ — $d\tilde{s}$, протон — *uud*, нейтрон — *udd*, Σ^+-гиперон — *uus*, Σ^0-гиперон — *uds* и т.д.

Во избежание трудностей со статистикой [некоторые барионы, например Ω^--гиперон, состоят из трех одинаковых кварков (*sss*), что запрещено принципом Паули] на данном этапе предполагают, что каждый кварк (антикварк) обладает специфической квантовой характеристикой — цветом: "желтым", "синим" и "красным". Тогда, если кварки имеют неодинаковую "окраску", принцип Паули не нарушается.

Углубленное изучение модели Гелл-Манна — Цвейга, а также открытие в 1974 г. истинно нейтрального джей-пси-мезона (J/Ψ) массой около $6000m_e$, со временем жизни примерно 10^{-20} с и спином, равным единице, привело к введению нового кварка — так называемого с-кварка и новой сохраняющейся величины — "очарования" (от англ. charm).

Подобно странности и четности, очарование сохраняется в сильных и

электромагнитных взаимодействиях, но не сохраняется в слабых. Закон сохранения очарования объясняет относительно долгое время жизни J/Ψ -мезона. Основные характеристики с-кварка приведены в табл. 3.

Таблица 3

Характеристики кварков

Кварк (анти-кварк)	Электрический заряд в единицах e	Барионное число B	Спин, в единицах $\hbar$	Странность S
$u(\tilde{u})$	$+^2/_3(-^2/_3)$	$+^1/_3(-^1/_3)$	$^1/_2$	0
$d(\tilde{d})$	$-^1/_3(+^1/_3)$	$+^1/_3(-^1/_3)$	$^1/_2$	0
$s(\tilde{s})$	$-^1/_3(+^1/_3)$	$+^1/_3(-^1/_3)$	$^1/_2$	–1(+1)
$c(\tilde{c})$	$+^2/_3(-^2/_3)$	$+^1/_3(-^1/_3)$	$^1/_2$	–1(+1)

Частице J/Ψ приписывается кварковая структура. Ее структура называется чармонием — атомоподобная система, напоминающая позитроний (связанная водородоподобная система, состоящая из электрона и позитрона, движущихся вокруг общего центра масс).

Кварковая модель оказалась весьма плодотворной, она позволила определить почти все основные квантовые числа адронов. Например, из этой модели, поскольку спин кварков равен 1/2, следует целочисленный (нулевой) спин для мезонов и полуцелый — для барионов в полном соответствии с экспериментом. Кроме того, эта модель позволила предсказать также и новые частицы, например Ω^--гиперон. Однако при использовании этой модели возникают и трудности. Кварковая модель не позволяет, например, определить массу адронов, поскольку для этого необходимо знание динамики взаимодействия кварков и их масс, которые пока неизвестны.

В настоящее время признана точка зрения, что между лептонами и кварками существует симметрия: число лептонов должно быть равно числу типов кварков. В 1977 г. был открыт сверхтяжелый мезон массой около $20000m_e$, который представляет собой структуру из кварка и антикварка нового типа — b-кварка (является носителем сохраняющейся в сильных взаимодействиях величины, названной "прелестью" (от англ. beauty)). Заряд b-кварка равен $-^1/_3$. Предполагается, что существует и шестой кварк t с зарядом $+^2/_3$, который уже решено назвать истинным (от англ. truth — истина), подобно тому как с-кварк называют очарованным, b-кварк — прелестным. В физике элементарных частиц введен "аромат" — характеристика типа кварка (u, d, s, c, b, t), объединяющая совокупность квантовых чисел (странность, очарование,

прелесть и др.), отличающих один тип кварка от другого, кроме цвета. Аромат сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Является ли схема из шести лептонов и шести кварков окончательной или же число лептонов (кварков) будет расти, покажут дальнейшие исследования.

§ 28. Переносчики фундаментальных взаимодействий

О фундаментальных взаимодействиях — сильном *S*, электромагнитном E, слабом *W* и гравитационном *G* — уже говорилось в § 23. Далее будут обсуждены законы сохранения, свойственные разным типам фундаментальных взаимодействий. Основные свойства фундаментальных взаимодействий сведены в табл. 4, вторая половина которой комментируется ниже.

Таблица 4

Основные свойства фундаментальных взаимодействий

Взаимодействие	Интенсивность	Радиус действия, м	Характерное время, с	Законы сохранения	Участники	Переносчики	Изменяются	
							цвет	аромат
S	~1	$\sim 10^{-15}$	$\sim 10^{-23}$	Все	$q(H)$	g_i (i=1,..,8)	+	—
E	$\sim 10^{-2}$	∞	$\sim 10^{-20}$	Все, кроме *T*	$q(H)$ $l^{\pm}$ $W^{\pm}$	γ	—	—
W	$\sim 10^{-10}$	$\sim 10^{-18}$	$\sim 10^{-13}$	*p*, *E*, *J*, *q*, *B*, *L*	$q(H)$	$W^{\pm}$, Z^0	—	+
G	$\sim 10^{-38}$	∞	?	?	Все	*G*	?	?

* q — кварки (H — адроны), l — лептоны.

Как уже подчеркивалось, крупнейшим достижением физики 70-х годов явилось расщепление единого ранее уровня элементарных частиц на уровень адронов (составных частиц) и уровень фундаментальных частиц. Не менее крупное ее достижение — установление единства механизмов фундаментальных взаимодействий: все фундаментальные взаимодействия имеют обменный характер.

В качестве элементарных актов каждого взаимодействия выступают процессы испускания и поглощения данной частицей a некоторой частицы X, как раз и определяющей тип данного взаимодействия. Сама частица a может остаться неизменной (взаимодействие обусловлено нейтральными токами), а

может и превратиться в некоторую другую частицу b (взаимодействие обусловлено заряженными токами):

$$a \leftrightarrow b+X. \qquad (28.1)$$

Расположенная поблизости частица c также способна поглощать и испускать частицу X:

$$X+c \leftrightarrow d. \qquad (28.2)$$

Если a испустит X, а c поглотит X или наоборот, то промежуточная частица X, сыграв роль как бы "катализатора", исчезнет, а между a, b и c, d возникает взаимодействие, которое приведет к превращению

$$a+c \rightarrow b+d \qquad (28.3)$$

(если b = a и d = c, то это будет упругое рассеяние). В этом смысле взаимодействие между частицами имеет обменный характер. Будем говорить, что частицы a, *b*, c, d являются участниками данного взаимодействия, а частица X — его переносчиком. Указанные процессы удобно изображать графически. Элементарные акты (28.1) и (28.2) иллюстрирует рис. 12, а, б, а сам процесс взаимодействия, т. е. превращение (28.3), — рис. 12, в.

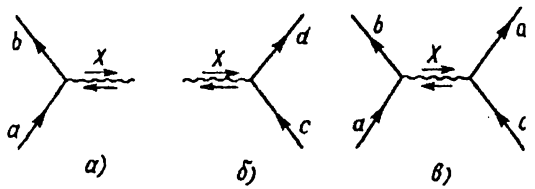

Рис. 12

Элементарные акты взаимодействия (28.1) и соответствующие ему простые графы на рис. 12, а служат своего рода "кирпичиками", из которых по почти очевидным правилам можно "построить" любой сколь угодно сложный процесс, обусловленный данным взаимодействием. Графический способ разложения произвольных процессов на элементарные ввел в научный обиход Р. Фейнман, и все рисунки, подобные рис. 12, называются фейнмановскими диаграммами.

Однако, несмотря на всю красоту описанной обменной схемы взаимодействий, на первый взгляд может показаться, что она вообще не имеет права на существование. Ведь элементарные процессы вида $a \leftrightarrow a+X$ запрещены законом сохранения энергии. И действительно, сами по себе они

никогда реально не протекают: например, свободный электрон не может ни испустить, ни поглотить фотон. Тем не менее обменный механизм взаимодействия оказывается правильным, и диаграмма, представленная на рис. 12, в, является вполне осмысленной. Все дело в том, что в микромире действуют не привычные нам законы классической физики, а законы квантовой механики, гораздо менее наглядные.

В частности, согласно одному из положений квантовой механики, имеет место соотношение неопределенностей энергия — время

$$\Delta W \Delta t \sim \hbar, \qquad (28.4)$$

которое как бы разрешает закону сохранения энергии нарушаться на величину ΔW, коль скоро процесс завершается в течение промежутка времени, не превышающего $\Delta t \sim \hbar / \Delta W$. На более строгом языке это означает следующее: если состояние системы существует конечный промежуток времени Δt, то энергия в этом состоянии не может иметь фиксированного значения, а определена лишь с точностью $\Delta W \sim \hbar / \Delta t$.

В интересующем нас случае происходит подобная ситуация. Частица X испускается частицей a и быстро поглощается частицей c, так что состояние системы в целом не является стационарным. Такие процессы без образования частиц X, которые реально могут наблюдаться, называются виртуальными. Промежуточные частицы X называются виртуальными. Их существование не противоречит закону сохранения энергии, хотя сам термин "существование" в данном контексте имеет смысл еще более сложный, чем в случае кварков.

При испускании частицей a частицы X, переносящей некоторое взаимодействие, происходит "нарушение" закона сохранения энергии (в разъясненном выше смысле) на $\Delta W \sim m_X c^2$. Согласно соотношению неопределенностей (28.4), частица X может существовать лишь в течение промежутка времени $\Delta t \sim \hbar / \Delta W \sim \hbar / (m_X c^2)$, после чего она должна поглотиться другой частицей. Радиус взаимодействия R есть максимальное расстояние, на которое сможет отойти X от частицы a за время Δt, т. е. $R \sim c \Delta t$, где c — скорость света. Учитывая, что $\Delta t \sim \hbar / (m_X c^2)$, найдем связь между радиусом R данного взаимодействия и массой m_X переносящих его частиц:

$$R \sim \frac{\hbar}{m_X c} \text{ или } m_X \sim \frac{\hbar}{R_C}. \qquad (28.5)$$

Если во вторую формулу подставить известное из опыта значение радиуса ядерного взаимодействия $R \approx (1 \div 2) \cdot 10^{-15}$ м, то для массы его переносчиков получим $m \approx (200 \div 300)m_e$. Примерно таким способом Х. Юкава и предсказал существование мезонов. Несмотря на то что в последнее время выяснилась ограниченность мезонной теории ядерных сил (которая не учитывает кварковую структуру нуклонов), она сыграла в физике выдающуюся роль. Именно в ее рамках окончательно сформировалась важнейшая концепция обменного механизма взаимодействий, которая была рассмотрена выше. Обсудим теперь кратко с этой точки зрения отдельные фундаментальные взаимодействия.

Переносчики электромагнитного взаимодействия — нейтральные ($q = 0$) безмассовые ($m = 0$) фотоны γ.

Вероятность испускания и поглощения фотона какой-то частицей определяется ее электрическим зарядом, который служит мерой интенсивности электромагнитного взаимодействия (см. § 20). Так как $m_\gamma = 0$, то из первой формулы (28.5) следует, что радиус электромагнитного взаимодействия бесконечно велик. В нем участвуют все кварки (а значит, все адроны) и заряженные лептоны (а также переносчики слабого взаимодействия W^+ и W^-; см. ниже). Разумеется, в электромагнитном взаимодействии участвуют и сами фотоны. Так как они не несут ни аромата, ни цвета, то при испускании и поглощении фотона фундаментальной частицей ее аромат и цвет не изменяются. Все эти сведения в краткой форме представлены в соответствующей строке табл. 4. Предсказания теории электромагнитного взаимодействия — квантовой электродинамики — совпадают с результатами измерений с точностью до 10 значащих цифр.

Переносчиками сильного взаимодействия являются восемь электрически нейтральных ($q = 0$) и безмассовых ($m = 0$) глюонов g_i.

Каждый глюон несет некоторые цвет и антицвет, но не несет аромат. Поэтому, например, кварк u_R может испустить глюон $g = R\tilde{G}$, превратившись в кварк u_G того же аромата, но другого цвета, а рядом расположенный кварк u_G может поглотить этот глюон, превратившись в u_R. В § 27 цвет был введен "кинематически", для того чтобы не нарушался принцип Паули. Теперь мы видим, что он имеет и глубокий динамический смысл: цвет для сильного взаимодействия играет роль, аналогичную роли электрического заряда для электромагнитного взаимодействия. Именно поэтому в сильном взаимодействии участвуют кварки, обладающие цветом, но не могут участвовать лептоны, являющиеся бесцветными (белыми) частицами. Наблюдаемое сильное взаимодействие между белыми адронами, в частности

ядерные силы, есть результат наличия у них "скрытого" цвета, т.е. в конечном итоге их кварковой структуры. В процессах, обусловленных сильным взаимодействием, ароматы кварков не меняются, чем сразу объясняется сохранение в них адронных квантовых чисел типа изоспина и странности. Современной теорией сильного взаимодействия является квантовая хромодинамика, основы которой заложены, но разработка которой пока не завершена. Последнее обстоятельство связано с тем, что глюоны в отличие от электрически нейтральных фотонов сами несут цвет, а потому взаимодействуют друг с другом. К числу элементарных актов сильного взаимодействия относятся не только процессы испускания и поглощения кварками глюонов, но и процессы "расщепления" одного глюона на два и даже три глюона. Это и делает схему квантовой хромодинамики чрезвычайно сложной в математическом отношении, но зато очень богатой с физической точки зрения. В частности, не исключено существование весьма экзотических частиц — глюболов, представляющих собой сгустки глюонного поля без кварков. Несмотря на то что $m_g = 0$, из первой формулы (28.5) не следует, что радиус сильного взаимодействия бесконечно велик.

Переносчиками слабого взаимодействия являются промежуточные бозоны W^+, W^-, которые имеют электрический заряд ($q = \pm 1,0$) и обладают большими массами:

$$m_W \approx 81 \text{ ГэВ}, \; m_Z \approx 93 \text{ ГэВ}. \qquad (28.6)$$

Промежуточные бозоны могут испускаться и поглощаться как кварками, так и лептонами, а поэтому в слабом взаимодействии участвуют практически все частицы (кроме фотона и гравитона). Сами они, конечно, участвуют в слабом взаимодействии (и гравитационном), а частицы W^+ и W^- также и в электромагнитном взаимодействии, но сильному взаимодействию промежуточные бозоны не подвержены. Обмен ими не изменяет цвета, но изменяет аромат фундаментальных частиц. Именно по этой причине в процессах, обусловленных слабым взаимодействием, не сохраняются адронные квантовые числа типа изоспина и странности. Адекватная теория слабого взаимодействия создана только в 70-е годы и большинство ее весьма неочевидных предсказаний уже подтверждено на опыте. В частности, в 1983 г. было подтверждено ее главнейшее предсказание — существование самих промежуточных бозонов трех типов. Они зарегистрированы во встречных протон-антипротонных пучках. В этих экспериментах измерены и значения масс (28.6) промежуточных бозонов, которые также были предсказаны теоретически. Их подстановка во вторую формулу (28.5) дает для радиуса слабого взаимодействия значение $R_W \sim 10^{-18}$ м, как раз и приведенное в табл. 4 (более непосредственным измерениям R_W пока не поддается).

Переносчики гравитационного взаимодействия — нейтральные (q = 0) безмассовые (m = 0) гравитоны G, имеющие спин J = 2.

Это взаимодействие универсально в том смысле, что в нем участвуют все частицы. Экспериментальная регистрация гравитонов откладывается на неопределенный срок, так как пока не поддаются детектированию даже гравитационные волны. Квантовая теория гравитации только начинает создаваться, и здесь имеется множество нерешенных проблем, откуда, в частности, и обилие вопросительных знаков в соответствующей строке табл. 4. Основные трудности здесь связаны с тем, что уже уравнения общей теории относительности, описывающие классическое гравитационное поле, являются существенно нелинейными. В квантовой теории это приводит к наличию взаимодействия гравитонов друг с другом. Ситуация похожа на квантовую хромодинамику (см. выше), но в квантовой гравидинамике она усугубляется еще целым рядом обстоятельств.

Если вновь вернуться к рис. 10 и учесть все сказанное в данной главе, то мы придем к следующей стройной картине строения материи. В конечном итоге составными элементами разных ее видов являются кварки шести ароматов (и трех цветов) и лептоны также шести ароматов. Различные взаимодействия между этими фундаментальными частицами возникают за счет обмена специфическими материальными объектами — переносчиками взаимодействий: глюонами, фотонами, промежуточными бозонами и гравитонами. Все они также относятся к числу фундаментальных частиц.

Выявление общности механизмов всех фундаментальных взаимодействий — их обменного характера — вселило надежду на возможность построения единых теорий.

Практически уже завершенной можно считать единую теорию электромагнитного и слабого взаимодействий, которые при низких энергиях выступают в качестве разных проявлений одного электрослабого взаимодействия и разница между которыми стирается по мере роста энергии частиц. Здесь уместно напомнить, что до работ Фарадея и Максвелла считалось, что имеются электрическое и магнитное взаимодействия, а в результате их исследований выяснилось, что эти два взаимодействия есть лишь разные проявления одного электромагнитного взаимодействия.

Довольно успешными являются и многочисленные попытки "великого объединения" электрослабого и сильного взаимодействий в одно электроядерное взаимодействие. Начаты исследования также в направлении объединенного описания всех четырех фундаментальных взаимодействий ("расширенная супергравитация").

Обратимся в этой связи к последнему столбцу табл. 4. Выше, по мере рассмотрения конкретных типов фундаментальных взаимодействий, говорилось, что сильное взаимодействие изменяет цвет, но не аромат

фундаментальных частиц, электромагнитное взаимодействие не изменяет ни их цвета, ни аромата, слабое взаимодействие изменяет аромат, но не цвет. Возникает естественный вопрос: а нет ли в природе взаимодействия, которое изменяло бы и цвет, и аромат элементарных частиц? Самое интересное в том, что ответ на него может оказаться положительным. Все схемы "великого объединения" как раз предсказывают, что такое взаимодействие действительно должно существовать. Возникает оно за счет обмена частицами с колоссальными массами $m \sim 10^{15}$ ГэВ, а потому проявляется в полной мере при столь же колоссальных энергиях, но в чрезвычайно слабой степени это взаимодействие может сказаться и при обычных энергиях. Его переносчики обозначаются символами X и Y, и за счет обмена ими кварки и лептоны могут превращаться друг в друга, так что законы сохранения барионного заряда B и лептонного заряда L перестают быть абсолютно строгими. Одним из самых интересных следствий всех этих положений является крайне малая нестабильность протона. Теория предсказывает, что протоны будут распадаться, например, по схеме $p \to \pi^0 + e^+$ со средним временем жизни $\tau_p^{\text{теор}} = 10^{30\pm3}$ лет. В настоящее время установлен экспериментальный предел на время жизни протона $\tau_p^{\text{экс}} > 2 \cdot 10^{32}$ лет, но поиски распадов протона, квалифицируемые как "эксперимент века", настойчиво продолжаются. Соответствующие опыты проводятся в России, США, Японии, Западной Европе. Обнаружение нестабильности протона подтвердило бы правильность основных направлений, по которым ведется сейчас создание единой картины строения материи.

ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ

1. Составьте логическую схему базы знаний по теме юниты.

2. Заполните сравнительную таблицу ядерных моделей.

Название модели	Описание модели	Какие явления смогла объяснить данная модель	Какие явления не могла объяснить данная модель

3. Расставьте хронологически персоналии, приведенные в тексте. Укажите их вклад в развитие теории атомного ядра и элементарных частиц.

4. Заполните таблицу радиоактивных превращений.

Тип радиоактивного превращения	Изменение заряда	Изменение массового числа	Процесс
α-распад	$Z - 2$	$A - 4$	Вылет альфа-частицы — системы двух протонов и двух нейтронов, соединенных воедино
β-распад			
β^--распад			
β^+-распад			
Электронный захват			
Спонтанное деление			

5. Заполните таблицу.

Вид излучения	Положительное действие	Отрицательное действие

ТРЕНИНГ УМЕНИЙ

1. Пример выполнения упражнения тренинга на умение №1.

Задание

В результате последовательной серии радиоактивных распадов $^{238}_{92}U$ превращается в изотоп свинца $^{206}_{82}Pb$. Определите, сколько α- и β-распадов испытывает исходный изотоп в данном радиоактивном семействе при его превращении в соответствующий изотоп свинца.

Решение

Выполните последовательность алгоритма, указанную в перечне для умения № 1

№ п/п	Алгоритм	Его выполнение
1	Найти разность массовых чисел начального и конечного ядер	Массовое число урана $A_1 = 238$. Массовое число свинца $A_2 = 206$. $A_1 - A_2 = 32$.
2	Найти число α-распадов n_α, разделив разность массовых чисел начального и конечного ядер на четыре	Так как массовое число изменяется только при α-распаде (при одном распаде оно уменьшается на 4), $n_\alpha = \frac{32}{4} = 8$.
3	Найти разность зарядовых чисел начального и конечного ядер $Z_1 - Z_2$	При превращении ядра урана в ядро свинца заряд уменьшился на $Z_1 - Z_2 = 92 - 82 = 10$.
4	Найти число β-распадов n_β, учитывая, что при α-распаде заряд ядра уменьшается на две единицы, а при β-распаде увеличивается на единицу $n_\beta = 2n_\alpha - (Z_1 - Z_2)$	$2n_\alpha - n_\beta = 10$. Следовательно, $n_\beta = 2n_\alpha - (Z_1 - Z_2)$. Учитывая, что $n_\alpha = 8$, а $Z_1 - Z_2 = 10$, получим $n_\beta = 6$.

Выполните самостоятельно следующие задания:

Задание 1.1

В результате последовательной серии радиоактивных распадов $^{232}_{90}Th$ превращается в изотоп свинца $^{208}_{82}Pb$. Определите, сколько α- и β-распадов

испытывает исходный изотоп в данном радиоактивном семействе при его превращении в соответствующий изотоп свинца.

$^{232}_{90}Th \rightarrow ^{208}_{82}Pb$

$A_1 = 232$, $A_2 = 208$

$A_1 - A_2 = 24$ $\quad n_\alpha = \frac{24}{4} = 6$ кол-во α-распадов

$Z_1 - Z_2 = 90 - 82 = 8$

$2n_\alpha - n_\beta = 8$ $\quad n_\beta = 2n_\alpha - (Z_1 - Z_2) = 12 - 8 = 4$.

Задание 1.2

В результате последовательной серии радиоактивных распадов $^{235}_{89}Ac$ превращается в изотоп свинца $^{207}_{82}Pb$. Определите, сколько α - и β -распадов испытывает исходный изотоп в данном радиоактивном семействе при его превращении в соответствующий изотоп свинца.

Задание 1.3

Кроме трех естественных радиоактивных семейств, существует еще одно радиоактивное семейство, полученное искусственно. Оно начинается трансурановым элементом нептунием $^{237}_{93}\mathrm{Np}$, заканчивается висмутом $^{209}_{83}\mathrm{Bi}$. Определите число α - и β -распадов в этом радиоактивном семействе.

2. Пример выполнения упражнения тренинга на умение №2.

Задание

Натрий $^{23}_{11}\mathrm{Na}$, облучаемый дейтронами, превращается в радиоактивный изотоп натрия $^{24}_{11}\mathrm{Na}$ с периодом полураспада T = 15,5 ч. Какая доля первоначального количества радиоактивного натрия останется через сутки, если прекратить облучение дейтронами?

Решение

Выполните последовательность алгоритма, указанную в перечне для умения № 2

№ п/п	Алгоритм	Его выполнение
1	Записать закон радиоактивного распада	Согласно закону радиоактивного распада, спустя время t число нераспавшихся ядер натрия $N = N_0 e^{-\lambda t}$, где N_0 — первоначальное количество ядер $^{23}_{11}\mathrm{Na}$.
2	Подставить известные числовые данные, учитывая, что $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = 0,693/\lambda$.	Так как $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = 0,693/\lambda$, то $\lambda = 0,693/T_{1/2}$. Доля оставшихся ядер $\frac{N}{N_0} = e^{-\frac{0,693 \cdot t}{T_{1/2}}}$.
3	Выразить неизвестную величину и произвести вычисления	Так как t = 24 ч, то доля оставшихся ядер $\frac{N}{N_0} = e^{-\frac{0,693 \cdot 24}{15,5}} \approx 0,34$.

Выполните самостоятельно следующие задания:

Задание 2.1

Радиоактивный изотоп углерода $^{14}_{6}\mathrm{C}$ в старом куске дерева составляет 0,312 массы этого изотопа в живых растениях. Каков возраст этого куска дерева? Период полураспада изотопа $^{14}_{6}\mathrm{C}$ равен 5570 годам.

Задание 2.2

Активность радиоактивного элемента (число распадов в единицу времени) уменьшилась за 100 суток в 16 раз. Определите период полураспада.

Задание 2.3

Как изменяется активность препарата кобальта в течение трех лет? Период полураспада равен 5,2 года.

3. Пример выполнения упражнения тренинга на умение №3.

Задание

При бомбардировке изотопа азота $^{14}_{7}\mathrm{N}$ нейтронами получается изотоп углерода $^{14}_{6}\mathrm{C}$, который оказывается β-радиоактивным. Запишите уравнения протекающих при этом ядерных реакций.

Решение

Выполните последовательность алгоритма, указанную в перечне для умения № 3

№ п/п	Алгоритм	Его выполнение
1	По условию задачи записать реакцию. Вместо неизвестного участника реакции записать $^{m}_{n}\mathrm{X}$	Первая ядерная реакция имеет вид: $^{14}_{7}\mathrm{N}+{}^{1}_{0}n\rightarrow{}^{14}_{6}\mathrm{C}+{}^{m}_{n}\mathrm{X}$
2	Подсчитать m по закону сохранения массового числа и n по закону сохранения электрического заряда, учитывая знаки, поставленные в реакции	Согласно закону сохранения электрического заряда n = 1. Так как массовое число также сохраняется, то m = 1. Следовательно, $^{m}_{n}\mathrm{X}$ — это протон: $^{1}_{1}\mathrm{H}$.
3	Записать реакцию в явном виде	Таким образом, первая реакция выглядит так: $^{14}_{7}\mathrm{N}+{}^{1}_{0}\mathrm{n}\rightarrow{}^{14}_{6}\mathrm{C}+{}^{1}_{1}\mathrm{H}$.
4	Повторить п. 1-3 для всех реакций	Вторая реакция имеет вид: $^{14}_{6}\mathrm{C}\rightarrow{}^{m'}_{n'}\mathrm{Y}+{}^{0}_{-1}e$. Отсюда, согласно законам сохранения заряда и массового числа, имеем m' = 14, n' = 7. Следовательно, $^{m'}_{n'}\mathrm{Y}$ — это изотоп азота: $^{14}_{7}\mathrm{N}$. Таким образом, $^{14}_{6}\mathrm{C}\rightarrow{}^{14}_{7}\mathrm{N}+{}^{0}_{-1}e$.

Выполните самостоятельно следующие задания:

Задание 3.1

Допишите ядерную реакцию $?+{}^{1}_{1}\mathrm{H}\rightarrow{}^{22}_{11}\mathrm{Na}+{}^{4}_{2}\mathrm{He}$.

Задание 3.2

Допишите ядерную реакцию ${}^{9}_{4}\mathrm{Be}+{}^{2}_{1}\mathrm{H}\rightarrow ?+{}^{1}_{0}\mathrm{n}$.

Задание 3.3

Допишите ядерную реакцию $?+{}^{4}_{2}\mathrm{He}\rightarrow{}^{30}_{14}\mathrm{Si}+{}^{1}_{1}\mathrm{H}$.

4. Пример выполнения упражнения тренинга на умение №4.

Задание

Вычислите дефект массы и энергию связи ядра кислорода. Известно, что m_p = 1,00728 а.е.м., m_n = 1,00866 а.е.м., $M_я$ = 16,99913 а.е.м.

Решение

Выполните последовательность алгоритма, указанную в перечне для умения № 4

№ п/п	Алгоритм	Его выполнение
1	Определить количество протонов и нейтронов в ядре	По знаку кислорода $^{17}_{8}O$ можно определить $Z = 8$, а $N = A - Z = 17 - 8 = 9$
2	Вычислить дефект массы в а.е.м.	Дефект массы равен $\Delta m = [Zm_p + (A-Z)m_n] - m_я$. Δm = (8 · 1,00728 + 9 · 1,00866 — 16,99913) а.е.м. = 0,13705 а.е.м.
3	Вычислить дефект массы в кг	1 а.е.м. = 1,6605655(86) · 10^{-27} кг ≈ 1,66 · 10^{-27} кг. Следовательно, Δm = 1,66· 10^{-27}· 0,13705 кг = = 2,28· 10^{-28} кг.
4	Вычислить энергию связи ядра	Энергию связи ядра найдем по формуле: $\Delta E_{св} = \Delta m\, c^2$ = 2,28 · 10^{-28} кг · (3 · 10^8 м/с) = 2,05 · 10^{-11} Дж = 1,28 · 10^2 МэВ = 128 МэВ. Ответ «128 МэВ» можно получить короче, если воспользоваться тем, что энергетический эквивалент 1 а.е.м. равен 931,5 МэВ: $\Delta E_{св}$ = 0,13705 а.е.м. 931,5 МэВ/а.е.м.≈ 128 МэВ.

Выполните самостоятельно следующие задания:

Задание 4.1

Вычислите энергию связи ядра алюминия $^{27}_{13}Al$ m_p = 1,00728 а.е.м.; m_n = 1,00866 а.е.м.; $M_Я$ = 26,98146 а.е.м.

Задание 4.2

Вычислите удельную энергию связи ядра урана $^{238}_{92}\mathrm{U}$. m_p = 1,00728 а.е.м.; m_n = 1,00866 а. е. м.; $M_Я$ = 238,03 а. е. м.

Задание 4.3

Вычислите дефект массы, энергию связи и удельную энергию связи ядра $^{14}_{7}\mathrm{N}$.

5. Пример выполнения упражнения тренинга на умение №5.

Задание

Какая энергия выделяется при ядерной реакции $^{7}_{3}\mathrm{Li} + {}^{2}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{8}_{4}\mathrm{Be} + {}^{1}_{0}n$?

Массы ядер соответственно равны: $^{2}_{1}\mathrm{H}$ — 2,01355 а.е.м.; $^{7}_{3}\mathrm{Li}$ — 7,01436 а.е.м.; $^{8}_{4}\mathrm{Be}$ — 8,00311 а.е.м.

Решение

Выполните последовательность алгоритма, указанную в перечне для умения № 5

№ п/п	Алгоритм	Его выполнение
1	Вычислить дефект массы исходных ядер	Вычислим сначала дефект массы исходных ядер: Δm_1 = (3 · 1,00728 + 4 · 1,00866 — 7,01436) а.е.м. + (1,00728 + 1,00866 — 2,01355) а.е.м. = 0,045589 а.е.м.
2	Вычислить дефект массы ядер, получившихся в результате ядерной реакции	Теперь найдем дефект массы ядер, получившихся в результате ядерной реакции: Δm_2 = (4 · 1,00728 + 4 · 1,00866 — 8,00311) а.е.м. + 0=0,06065 а.е.м.
3	Найти изменение дефекта массы	Дефект массы увеличился на $\Delta m = \Delta m_2 - \Delta m_1$ = 0,01476 а.е.м. Следовательно, увеличилась энергия связи
4	Подсчитать энергию	Это и есть выделившаяся энергия. Она равна 931,5МэВ· 0,01476= 14 МэВ.

Выполните самостоятельно следующие задания:

Задание 5.1

Определите энергию, которая выделяется (или поглощается) в реакции ${}^{7}_{3}\mathrm{Li} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}$.

Масса ядра ${}^{7}_{3}\mathrm{Li}$ равна 7,01436 а.е.м., а ядра ${}^{4}_{2}\mathrm{He}$ — 4,00150 а.е.м.

Задание 5.2

Какая энергия выделяется при термоядерной реакции $^{2}_{1}\mathrm{H} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{0}n$?

Массы изотопов водорода соответственно равны: дейтерия $^{2}_{1}\mathrm{H}$ — 2,01355 а.е.м.; трития $^{7}_{3}\mathrm{Li} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{10}_{5}\mathrm{B} + {}^{1}_{0}n$ — 3,01550 а.е.м.

Задание 5.3

Определите энергию, которая выделяется (или поглощается) в реакции $^{7}_{3}\mathrm{Li} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{10}_{5}\mathrm{B} + {}^{1}_{0}n$.

Изд. лиц. ЛР № 071765 от 07.12.1998
Казахстанско-Российский университет
Объем 7,5 п.л. Тираж 324